

рит не необходимым условиям симметрии, соответствующим, напр., определ. значениям орбитального момента атома. Для самых же одночастичных ф-ций в результате минимизации энергии получается нелинейное у-р-ние типа у-р-ния Шрёдингера с потенциалом, зависящим от самих волновых ф-ций. Можно сказать, что электрон движется в самосогласованном поле, определяемом всеми остальными электронами. В отличие от уравнения Томаса — Ферми, для этого потенциала, однако, не предполагается применимость *квазиклассического приближения*.

Большие успехи достигнуты при исследовании электронных свойств металлов. Наиб. интерес представляет расчёт энергетич. спектров электронов в зоне проводимости. Важную роль здесь играет метод псевдотензорного (см. *Зонная теория*). В простейшем варианте этого метода волновые ф-ции электронов заполненных зон принимаются равными волновым ф-циям свободных ионов, а волновые ф-ции электронов в зоне проводимости выбираются в виде линейной комбинации плоских волн и волновых ф-ций заполненных оболочек так, чтобы эти комбинации были ортогональны к волновым ф-циям заполненных оболочек. В результате задача сводится к у-р-нию типа у-р-ния Шрёдингера, в к-ром, однако, вместо потенциала стоит линейная комбинация обычного самосогласованного потенциала и некого связанного с упомянутой ортогонализацией выражения, зависящего от энергии состояния и волновых ф-ций электронов в ионах. Эту сумму и наз. псевдопотенциалом. Он оказывается относительно малым из-за компенсации указанных двух членов, так что у-р-ние можно решать по теории возмущений. Это позволяет получить весьма полную информацию о свойствах конкретных металлов. В частности, малость псевдопотенциала позволила объяснить известную эмпирически близость мн. наблюдаемых свойств электронов в металлах к свойствам независимых электронов.

Лит.: Гомбах Ш., Проблема многих частиц в квантовой механике, пер. с нем., М., 1952; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Хэриксон У., Псевдопотенциалы в теории металлов, пер. с англ., М., 1968; Марч Н., Янг У., Сампантхар С., Проблема многих тел в квантовой механике, пер. с англ., М., 1969; Зв Я и др. Дж., Современная квантовая теория, пер. с англ., М., 1971; Ли Ли и Г., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1977; Ли Ф и Фей Е. М., Пятаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978. Л. П. Пятаевский.

**КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ.**

**Содержание:**

1. Квантовые поля . . . . .	300
2. Свободные поля и корпускулярно-волновое дуализм . . . . .	301
3. Взаимодействие полей . . . . .	302
4. Теория возмущений . . . . .	303
5. Расходимости и перенормировки . . . . .	304
6. УФ-асимптотики и ренормгруппа . . . . .	304
7. Калибровочные поля . . . . .	305
8. Общая картина . . . . .	307
9. Перспективы и проблемы . . . . .	307

Квантовая теория поля (КТП) — квантовая теория релятивистских систем с бесконечно большим числом степеней свободы (релятивистских полей), являющаяся теоретич. основой описания микроастиц, их взаимодействий и взаимопревращений.

**1. Квантовые поля**

Квантовые (иначе — квантованные) поля представляют собой своеобразный синтез понятий классич. поля типа электромагнитного и поля вероятностей квантовой механики. По сов. представлениям, квантовое поле является наиболее фундаментальной и универсальной формой материи, лежащей в основе всех её конкретных проявлений.

Представление о классич. поле возникло в недрах теории электромагнетизма Фарадея — Максвелла и окончательно выкристаллизовалось в процессе создания

спец. теории относительности, потребовавшей отказа от *эфира* как материального носителя эл.-магн. процессов. При этом поле пришлось считать не формой движения к.-л. среды, а специфич. формой материи с весьма неурывчатыми свойствами. В отличие от частиц, классич. поле непрерывно создается и уничтожается (испускается и поглощается зарядами), обладает бесконечным числом степеней свободы и не локализуется в определ. точках пространства-времени, но может распространяться в нём, передавая сигнал (взаимодействие) от одной частицы к другой с конечной скоростью, не превышающей скорости света с.

Возникновение квантовых идей привело к нересмотру классич. представлений о непрерывности механизма испускания и поглощения света и к выводу, что эти процессы происходят дискретно — путём испускания и поглощения квантов эл.-магн. поля — фотонов. Возникшую противоречивость с точки зрения классич. физики картину, когда с эл.-магн. полем сопоставлялись фотоны и один явления подавались интерпретации лишь в терминах волн, а другие — только с помощью представления о квантах, называли *корпускулярно-волновым дуализмом*. Это противоречие разрешилось последоват. применением к полю идеи квантовой механики. Динамич. переменные эл.-магн. поля — потенциалы *A*,  $\phi$  и напряжённости электрич. и магн. поля *E*, *H* — стали квантовыми операторами, подчиняющимися определ. *рестановочным соотношениям* и действующими на волновую ф-цию (амплитуду, или *вектор состояния*) системы. Тем самым возник новый физ. объект — квантовое поле, удовлетворяющее у-р-ниям классич. электродинамики, но имеющие своим значениями квантовомеханич. операторы.

Вторым истоком общего понятия квантового поля явилась волновая ф-ция частицы  $\psi(x, t)$ , к-рая является не самостоятельной физ. величиной, а амплитудой состояния частицы; вероятности любых, относящихся к частице физ. величин выражаются через ближайшие по  $\psi$  выражения. Т. о., в квантовой механике с каждой материальной частицей оказалось связано новое поле — поле амплитуд вероятностей.

Релятивистское обобщение ф-ф-ции привело П. А. М. Дирака (Р. А. М. Dirac) к четырёхкомпонентной волновой ф-ции электрона  $\psi_4 (\alpha = 1, 2, 3, 4)$ , преобразующейся по спинорному представлению *Лоренца группы*. Вскоре было осознано, что и вообще каждой от. релятивистской микроастице следует соотнести локальное поле, осуществляющее нек-рое представление группы Лоренца и имеющее физ. смысл амплитуды вероятности. Обобщение яв случайн. мн. частиц показало, что если они удовлетворяют принципу неразличимости (*тождественности принципу*), то для описания всех частиц достаточно одного поля в четырёхмерном пространстве-времени, являющегося оператором в смысле квантовой механики. Это достигается переходом к новому квантовомеханич. представлению — представлению чисел заполнения (или представлению *вторичного квантования*).

Вводимое таким путём операторное поле оказывается совершенно аналогичным квантованному эл.-магн. полю, отличаясь от него лишь выбором представления группы Лоренца и, возможно, способом квантования. Подобно эл.-магн. полю, одно такое поле соответствует всей совокупности тождественных частиц данного сорта, напр. одно операторное *Дирака поле* описывает все электроны (и позитроны!) Вселенной.

Так возникает универсальная картина *единообразного* строения всей материи. На смену полям и частицам классич. физики приходят единые физ. объекты — квантовые поля в четырёхмерном пространстве-времени, но одному для каждого сорта частиц или (классич.) полей. Элементарным актом всякого взаимодействия становится взаимодействие неск. полей в одной точке пространства-времени, или — на корпускулярном языке — локальное и мгновенное превращение одних частиц в другие. Классич. же взаимодействие в виде сил,

действующих между частицами, оказывается вторичным эффектом, возникающим в результате обмена квантами поля, переносящего взаимодействие.

**2. Свободные поля и корпускулярно-волновой дуализм**

В соответствии с кратко очерченной выше общей физ. картиной в систематич. изложении КТП можно отразить и от полевых, и от корпускулярных представлений.

В полевом подходе надо сначала построить теорию соответствующего класса, поля, затем подвергнуть его квантованию [по образцу квантования эл.-магн. поля В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) и В. Паули (W. Pauli)] и, наконец, разработать для получающегося квантованного поля корпускулярную интерпретацию. Основным исходным понятием здесь будет поле  $u^a(x)$  (индекс  $a$  нумерует компоненты поля), определённое в каждой пространственно-временной точке  $x=(ct, \mathbf{x})$  и осуществляемое к.л. достаточно простое представление группы Лоренца. Дальнейшая теория строится проще всего с помощью Ларанжева формализма: выбирают локальный [т. е. зависящий лишь от компонент поля  $u^a(x)$  и их первых производных  $\partial_\mu u^a(x)=\partial u^a/\partial x_\mu \equiv \equiv u^a_{,\mu}(x)$  ( $\mu=0, 1, 2, 3$  в одной точке  $x$ )] квадратичный пуанкаре-инвариантный (см. Пуанкаре группа ларанжеван  $L(x)=L(u^a, \partial_\mu u^a)$ ) и из наименьшего действия принципа  $\delta S = \delta \int d^4x L(x) = 0$  получают уравнения движения. Для квадратичного ларанжеана опи ливейн — свободные поля удовлетворяют принципу суперпозиции.

В силу Нётер теоремы из инвариантности действия  $S$  относительно каждой однопараметрич. группы следует сохранение (независимость от времени) одной, явно указываемой теоремой, интегральной ф-ции от  $u^a$  и  $\partial_\mu u^a$ . Поскольку сама группа Пуанкаре 10-параметрич., в КТП обязательно сохраняются 10 величин, к-рые иногда называют фундам. динамич. величинами:

из инвариантности относительно четырёх сдвигов в четырёхмерном пространстве-времени следует сохранение четырёх компонент вектора энергии-импульса  $P_\mu$ , а из инвариантности относительно шести поворотов в 4-пространстве следует сохранение шести компонент момента — трёх компонент трёхмерного момента импульса  $M_i := \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} M_{jk}$  и трёх т. в. бустов  $N_i := c^{-1} M_{0i}$  ( $i, j, k=1, 2, 3; \epsilon_{ijk}$  — единичный полностью антисимметричный тензор; по дважды встречающимся индексам подразумевается суммирование). С матем. точки зрения десять фундам. величин —  $P_\mu, M_i, N_i$  — суть генераторы группы Пуанкаре.

Если действие останется инвариантным и при выполнении над рассматриваемым полем пек-рых других, не входящих в группу Пуанкаре непрерывных преобразований симметрии — преобразований внутр. симметрии, — из теоремы Нётер следует тогда существование новых сохраняющихся динамич. величин. Так, часто принимают, что ф-ции поля комплексны, налагают на ларанжеан условие эрмитовости (см. Эрмитов оператор) и требуют инвариантности действия относительно глобального калибровочного преобразования (фаза  $\alpha$  не зависит от  $x$ )  $u^a(x) \rightarrow e^{i\alpha} u^a(x), u^{*a}(x) \rightarrow e^{-i\alpha} u^{*a}(x)$ . Тогда оказывается (как следствие теоремы Нётер), что сохраняется заряд

$$Q = i \int d^4x \sum_a \left( u^{*a} \frac{\partial L}{\partial u^a} - u^a \frac{\partial L}{\partial u^{*a}} \right).$$

Потому комплексные ф-ции  $u^a$  можно использовать для описания заряд. полей. Той же цели можно достичь, расширяя область значений, пробегаемых индексами  $a$ , так, чтобы они указывали и направление в изотопич. пространстве, и требую от действия инвариантности относительно вращений в нём. Заметим, что

заряд  $Q$  — не обязательно элетрич. заряд, это может быть любая, не связанная с группой Пуанкаре сохраняющаяся характеристика поля, наир. *лептоное число, странность, барционное число и т. п.*

Каноническое квантование, согласно общим принципам квантовой механики, состоит в том, что обобщённые координаты [т. е. (бесконечный) набор значений всех компонент поля  $u^1, \dots, u^N$  во всех точках  $x$  пространства в некий момент времени  $t$  (при более употребимом изложении — во всех точках некой пространственноподобной гиперповерхости  $\sigma$ )] и обобщённые импульсы  $\pi^b(x, t) = \partial L/\partial \dot{u}^b(x, t)$  объявляют операторами, действующими на амплитуду состояния (вектор состояния) системы, и налагают на них нерестаиовочные соотношения:

$$u^a(x, t) \pi^b(y, t) \pm \pi^b(y, t) u^a(x, t) = i\hbar \delta^{ab} \delta(x-y), \quad (1)$$

принём знаки «+» или «−» соответствуют квантованию по Ферми — Дираку или Бозе — Эйнштейну (см. ниже). Здесь  $\delta^{ab}$  — Кронекера символ,  $\delta(x-y)$  — дельта-функция Дирака.

Из-за выделенной роли времени в вышесказанном обращении к конкретной системе отчёта нерестаиовочные соотношения (1) нарушают явную симметрию пространства и времени, и их переставкой можно определить, только репая ур-ния движения совместно с (1). Для  $s=0, 6, 0$  и  $x \neq y$  поле  $\pi$ , для к-рых ур-ния движения ливейны, такая задача разрешима в общем виде и позволяет установить — в разном в релятивистской симметричной форме — нерестаиовочные соотношения полей в двух произвольных точках  $x$  и  $y$ :

$$[u^a(x), u^b(y)]_{\pm} = u^a(x) u^b(y) \pm u^b(y) u^a(x) = \\ = -P^{\mu\nu}(\partial/\partial x) D_{\mu\nu}(x-y). \quad (2)$$

Здесь  $D_{\mu\nu}$  — *перестановочная функция Паули — Пордана*, удовлетворяющая *Клейна — Гордона уравнению*  $(\square - m^2) D_{\mu\nu}(x) = 0$ ,  $P^{\mu\nu}$  — *полном, обеспечивающий удовлетворение правоты частота (2) ур-ний движения* по  $x$  и  $y$ ,  $\square = \mathcal{D}'$  — *Д'Аламбера оператор*,  $m$  — *масса кванта поля* (здесь и далее используется система единиц  $\hbar=c=1$ ).

В корпускулярном подходе к релятивистскому квантовому описанию свободных частиц векторы состояния частицы должны образовывать непрерывное представление группы Пуанкаре. Последнее фиксируется заданием значений операторов Казимира (операторов, коммутирующих со всеми десятью генераторами группы  $P_\mu, M_i$  и  $N_i$ ), к-рых у группы Пуанкаре два. Первый — оператор квадрата массы  $m^2 = P^\mu P_\mu$ . При  $m^2 \neq 0$  вторым оператором Казимира служит квадрат обычного (трёхмерного) спина, а при нулевой массе — оператор спиральности (проекция спина на направление движения). Спектр  $m^2$  непрерывен — квадрат массы может иметь любые неотрицат. значения,  $m^2 \geq 0$ ; спектр спина дискретен, он может иметь целые или полуцелые значения:  $0, 1/2, 1, \dots$  Кроме того, надо задать ещё поведение вектора состояния при отражении нечётного числа координатных осей. Если никаких других характеристик задавать не требуется, говорят, что частица не имеет внутр. степеней свободы и наз. *истинно нейтральной частицей*. В противном случае частица обладает зарядами того или иного рода.

Чтобы фиксировать состояние частицы внутри представления, в квантовой механике надо задать значения полного набора коммутирующих операторов. Выбор такого набора неоднозначен: для свободной частицы удобно взять три составляющих её импульса  $\mathbf{p}$  и проекцию  $s$  спина  $I_s$  на к.л. направление. Т. о., состояние одной свободной истинно нейтральной частицы полностью

характеризуются заданием чисел  $m, l_2, P_x, P_y, P_z, s$ , первые два из  $k$ -рых определяют представление, а следующие четыре — состояние в нём. Для заряж. частиц добавятся другие квантовые числа; обозначим их буквой  $t$ .

В представлении чисел заполнения состояние совокупности одинаковых частиц фиксируется числами заполнения  $n_p, s, \tau$  всех одночастичных состояний (индексы, характеризующие представление, в целом, не выписаны). В свою очередь вектор состояния  $|n_p, s, \tau\rangle$  записывают как результат действия на вакуумное состояние  $|0\rangle$  (т. е. состояние, в  $k$ -ром вовсе нет частиц) операторов рождения  $a^+$  ( $a^+, s, \tau$ ):

$$|n_p, s, \tau\rangle = (n_p, s, \tau)^{-1/2} (a^+, s, \tau)^{n_p, s, \tau} |0\rangle. \quad (3)$$

Операторы рождения  $a^+$  и эрмитово сопряжённые им операторы уничтожения  $a^-$  удовлетворяют нереставновочным соотношениям

$$[a^-(p, s, \tau), a^+(p', s', \tau')]_{\pm} = \delta_{ss'} \delta_{\tau\tau'} \delta(p - p'), \quad (4)$$

где знаки «+» и «-» отвечают соответственно Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна квантованию, а числа заполнения являются просто значениями операторов числа частиц  $n_p, s, \tau = a^+(p, s, \tau) a^-(p, s, \tau)$ . Т. о., вектор состояния системы, содержащей по одной частице с квантовыми числами  $p_1, s_1, \tau_1; p_2, s_2, \tau_2; \dots$ , записывается как

$$|p_1, s_1, \tau_1; \dots; p_k, s_k, \tau_k; \dots\rangle = a^+(p_1, s_1, \tau_1) \dots a^+(p_k, s_k, \tau_k) \dots |0\rangle.$$

Чтобы учесть локальные свойства теории, надо перевести операторы  $a^{\pm}$  в координатное представление. В качестве  $f$ -ций преобразования удобно использовать классич. решения ур-ний движения подходящего свободного поля с тензорными (или спинорными) индексами  $a$  и индексом внутренней симметрии  $\theta$ . Тогда операторы рождения и уничтожения в координатном представлении будут:

$$a^{\theta a \theta (+)}(x) = (2\pi)^{-3/2} \int d^3p e^{i p x} \varphi_{\theta s}^{\theta a \theta}(p) a_{s, \tau}^{\theta a \theta}(p), \\ p_0 = \sqrt{p^2 + m^2}, \quad (5)$$

$$a^{\theta a \theta (-)}(x) = (2\pi)^{-3/2} \int d^3p e^{-i p x} \varphi_{\theta s}^{\theta a \theta}(p) a_{s, \tau}^{\theta a \theta}(p).$$

Эти операторы, однако, ещё непригодны для построения локальной КТП: как их коммутатор, так и антикоммутатор пропорциональны  $\delta$ -функции Паули — Йордана  $D_m$ , а её положительно- и отрицательно-частотным частям  $D_m^{\pm}(x-y) [D_m = D_m^+ + D_m^-]$ ,  $k$ -рые для пространственноподобных пар точек  $x$  и  $y$  не обращаются в нуль. Чтобы получить локальное поле, надо построить суперпозицию операторов рождения и уничтожения (5). Для истинно нейтральных частиц это можно сделать непосредственно, определяя локальное лоренц-ковариантное поле как

$$u^a(x) = u^{a(+)}(x) + u^{a(-)}(x). \quad (6)$$

Но для заряж. частиц так поступать нельзя: операторы  $a_{\tau}^+$  и  $a_{\tau}^-$  в (6) будут один увеличивать, а другой — уменьшать заряд, и их линейная комбинация не будет обладать в этом отношении определ. свойствами. Поэтому для образования локального поля приходится присылать в пару к операторам рождения  $a_{\tau}^+$  операторы уничтожения  $a_{\tau}^-$  не тех же частиц, а новых частиц (помечая их сверху знаком «следа»), реализующих то же представление группы Пуанкаре, т. е. обладающих в точности теми же массой и спином, но отличающихся от первоначальных знаком заряда (знаками всех зарядов  $\tau$ ), и писать:

$$u^{\theta a \theta} = u^{\theta a \theta (+)} + \tilde{u}^{\theta a \theta}(-); \quad v^{\theta a \theta} = \tilde{u}^{\theta a \theta} (+) + u^{\theta a \theta}(-). \quad (7)$$

Из Паули теорем следует теперь, что для полей целого спина, полевые функции  $k$ -рых осуществляют однозначное представление группы Лоренца, при квантовании по Бозе — Эйнштейну коммутаторы  $[u(x), u(y)]_-$  или  $[u(x), v^*(y)]_-$  пропорц.  $f$ -ции  $D_m(x-y)$  и исчезают вне светового конуса, в то время как для осуществляющих двузначные представления полей полуцелого спина то же достигается для антикоммутаторов  $[u(x), u(y)]_+$  (или  $[v(x), v^*(y)]_+$ ) при квантовании по Ферми — Дираку. Выражаемая  $f$ -лами (6) или (7) связь между удовлетворяющими линейным ур-ниям лоренц-ковариантными  $f$ -циями поля  $u$  или  $v$ ,  $v^*$  и операторами  $a_{\tau}^{\pm}$ ,  $\tilde{a}_{\tau}^{\pm}$  рождения и уничтожения свободных частиц в стационарных квантовомеханич. состояниях есть точное матем. описание корнуклеарно-волнового дуализма.

Новые, «рождаемые» операторами  $a_{\tau}^{\pm}$  частицы, без  $k$ -рых нельзя было построить локальные поля (7), наз.— по отношению к первоначальным — античастицами. Независимость существования античастиц для каждой заряж. частицы — один из гл. выводов квантовой теории свободных полей.

### 3. Взаимодействие полей

Решения (6) и (7) ур-ний свободного поля пропорц. операторам рождения и уничтожения частиц в стационарных состояниях, т. е. могут описывать лишь такие ситуации, когда с частицами ничего не происходит. Чтобы рассмотреть также и случаи, когда одни частицы влияют на движение других либо прекращаются в другие, явздно сделать ур-ния движения нелинейными, т. е. включить в лагранжиан, кроме квадратичных по полям членов, ещё и члены с более высокими степенями.

С точки зрения развитой пока теории такие лагранжианы взаимодействия  $L_{int}$  могли бы быть любыми  $f$ -циями полей и их первых производных, удовлетворяющими лишь ряду строгих условий: 1) локальности взаимодействия, требующей, чтобы  $L_{int}(x)$  зависел от разл. полей  $u^a(x)$  и их первых производных только в одной точке пространственно-времени  $x$ ; 2) релятивистской инвариантности, для выполнения  $k$ -рой  $L_{int}$  должен быть скаляром относительно преобразований Лоренца; 3) инвариантности относительно преобразований из группы внутренних симметрий, если таковые имеются у рассматриваемой модели. Для теорий с комплексными полями  $D_m$ , в частности, входят требования эрмитовости лагранжиана и инвариантности относительно допустимых в таких теориях калибровочных преобразований.

Кроме того, можно требовать инвариантности теории относительно нек-рых дискретных преобразований, таких, как пространственная инверсия  $S$ , обращение времени  $T$  и зарядовое сопряжение  $C$  (заменяющее частицы на античастицы). Доказано (теорема CPT), что всякое взаимодействие, удовлетворяющее условиям 1)–3), обязательно должно быть инвариантным относительно одновременно выполнения этих трёх дискретных преобразований.

Многообразие лагранжианов взаимодействия, удовлетворяющих условиям 1)–3), столь же широко, как, напр., многообразие  $f$ -ций Лагранжа в классич. механике, и на определ. этапе развития КТП казалось, что теория не даёт ответа на вопрос о том, почему именно один из них, а не другие осуществляются в природе. Однако после возникновения идеи перенормировки УФ-расходимостей (см. ниже раздел 5) и блестящей её реализации в квантовой электродинамике (КЭД) выделился преумущественный класс взаимодействий — перенормируемых. Условие 4) — перенормируемость — оказывается весьма ограничительным, и его добавление к условиям 1)–3) оставляет допустимыми

лишь взаимодействия с  $L_{int}$  вида полиномов невысокой степени по рассматриваемым полям, причём поля сколько-нибудь высоких степеней вообще исключаются из рассмотрения. Т. о., взаимодействие в перенормируемой КТП не допускает — в разительном отличие от классич. и квантовой механики — никаких произвольных  $\phi$ -фий; как только выбран конкретный набор полей, производов в  $L_{int}$  ограничиваются фиксированным числом констант взаимодействия (констант связи).

Полную систему ур-ний КТП со взаимодействием (в Гейзенберга представлении) составляют получающиеся из полного лагранжиана ур-ния движения (связанная система дифференц. ур-ний в частных производных с важнейшими членами взаимодействия и самодействия) и канонич. перестановочные соотношения (1). Точное решение такой задачи удаётся найти лишь в небольшом числе физических малосодержит. случаев (напр., для век-рых моделей в двумерном пространстве-времени). С другой стороны, канонич. перестановочные соотношения нарушают, как уже говорилось, явную релятивистскую симметрию, что становится опасным, если вместо точного решения довольствоваться приближённым. Поэтому практич. ценность квантования в форме (1) невелика.

Наиб. распространение в КТП получил метод, основанный на переходе к *взаимодействию представления*, в к-ром поля  $u^a(x)$  удовлетворяют линейным ур-ниям движения для свободных полей, а всё влияние взаимодействия и самодействия переведено на временную эволюцию амплитуды состояния  $\Phi$ , к-рая теперь не стационарна, а изменяется в соответствии с ур-нием типа ур-ния Шрёдингера:

$$i \frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} = H_{int}(t) \Phi(t), \quad (8)$$

причём *гамма-эволюция* взаимодействия  $H_{int}(t)$  в этом представлении зависит от времени через поля  $u^a(x)$ , подчиняющиеся свободным ур-ниям и релятивистски-ковариантным перестановочным соотношениям (2); т. о., оказываются ненужным явное использование канонич. коммутаторов (1) для взаимодействующих полей.

Для сравнения с опытом теория должна решить задачу о расщеплении частиц, в постановке к-рой прирывается, что асимптотически, при  $t \rightarrow -\infty$  ( $+\infty$ ) система пребывала в стационарном состоянии (придёт в стационарное состояние)  $\Phi_{in}$  ( $\Phi_{out}$ ), причём  $\Phi_{in}$  — таковы, что частицы в них не взаимодействуют из-за больших взаимных расстояний (см. также *Адиабатическая гипотеза*), так что всё взаимное влияние частиц происходит только при конечных временах вблизи  $t=0$  и преобразует  $\Phi_{in}$  в  $\Phi_{out}$ . Оператор  $S$  наз. *матрицей рассеяния* (или  $S$ -матрицей); через квадраты его матричных элементов

$$M_{ij} = \langle \Phi_j^* S \Phi_i \rangle \quad (9)$$

выражаются вероятности переходов из данного нач. состояния  $\Phi_i$  в нек-рое конечное состояние  $\Phi_j$ , т. е. афф. сечения разл. процессов. Т. о.,  $S$ -матрица позволяет входить вероятности физ. процессов, не выходя в детали временной эволюции, описываемой амплитудой  $\Phi(t)$ . Тем не менее  $S$ -матрицу обычно строят, исходя из ур-ния (8), к-рое допускает формальное решение в компактном виде:

$$S = T \exp \left( -i \int_{-\infty}^{+\infty} H_{int}(t) dt \right) = T \exp \left[ i \int dx L_{int}(x) \right] \quad (10)$$

с помощью оператора  $T$  хронологич. упорядочения, рассматривающего все операторы полей в порядке убывания времени  $t = x^0$  (см. *Хронологическое произведение*). Выражение (10), однако, есть скорее символич. запись процедуры последоват. интегрирования ур-ния (8) от  $-\infty$  до  $+\infty$  по бесконечно малым интервалам времени  $(t, t + \Delta t)$ , а не пригодное для использования решение.

Это видно хотя бы из того, что для беспретивного вычисления матричных элементов (9) необходимо представить матрицу рассеяния в форме не хронологического, а *нормального произведения*, в к-ром все операторы рождения стоят слева от операторов уничтожения. Задача преобразования одного произведения в другое и составляет истинную трудность и в общем виде решена быть не может.

#### 4. Теория возмущений

По этой причине для конструктивного решения задачи приходится прибегать к предположению о слабости взаимодействия, т. е. малости лагранжиана взаимодействия  $L_{int}$ . Тогда можно разложить хронологич. экспоненту в выражении (10) в ряд *возмущений теории*, и матричные элементы (9) будут в каком-нибудь порядке теории возмущений выражаться через матричные элементы не хронологич. экспоненты, а простых хронологич. произведений соответствующего числа лагранжианов взаимодействия:

$$i^n \int dx_1 \dots dx_n \langle \Phi_j^* T \{ L_{int}(x_1) \dots L_{int}(x_n) \} \Phi_i \rangle \quad (11)$$

( $n$  — порядок теории возмущений), т. е. надо будет преобразовывать к нормальной форме не экспоненты, а простые полиномы конкретного вида. Эта задача практически выполняется с помощью техники *Фейнмана диаграмм* и Фейнмана правил.

В фейнмановской технике каждое поле  $u^a(x)$  характеризуется своей *причинной функцией Грина* (*пропагатором* или функцией распространения),  $D_c^{aa'}(x-y)$ , изображаемой на диаграммах линией, а каждое взаимодействие — константой связи и матричным множителем из соответствующего слагаемого в  $L_{int}$ , изображаемых на диаграмме *вершиной*. Популярность техники диаграмм Фейнмана, помимо простоты использования, обусловлена их наглядностью. Диаграммы позволяют как бы воочию представить процессы распространения (линии) и взаимопревращения (вершины) частиц — реальных и нач. и конечных состояний и виртуальных в промежуточных (на внутренних линиях).

Особенно простые выражения получают для матричных элементов любого процесса в низшем порядке теории возмущений, к-рым соответствуют т. н. древневые диаграммы, не имеющие замкнутых петель, — после перехода к импульсному представлению в них вовсе не остаётся интегрирований. Для осн. процессов КЭД такие выражения для матричных элементов были получены на заре возникновения КТП в кон. 20-х гг. и оказались в разумном согласии с опытом (уровень соответствия  $10^{-2} - 10^{-3}$ , т. е. порядка постоянной точкой структуры  $\alpha$ ). Однако попутки вычисления *радиационных поправок* (т. е. поправок, связанных с учётом высших приближений) к этим выражениям, напр. к Клейна — Нишныя — Тамма ф-ле (см. *Клейна — Нишныя формула*) для комитоновского рассеяния, наталкивались на специфич. трудности. Таким поправкам отвечают диаграммы с замкнутыми петлями из линий *виртуальных частиц*, импульсы к-рых не фиксированы законами сохранения, и подан поправка равна сумме вкладов от всех возможных импульсов. Оказалось, что в большинстве случаев возникающие при суммировании этих вкладов интегралы по импульсам виртуальных частиц расходятся в УФ-области, т. е. сами поправки оказываются не только не малыми, но бесконечными.

По соотношению неопределённостей, большим импульсам отвечают малые расстояния. Поэтому можно думать, что физ. истоки расходимостей лежат в представлении о локальности взаимодействия. В этой связи можно говорить об аналогии с бесконечной энергией эл.-магн. поля точечного заряда в классич. электродинамике.

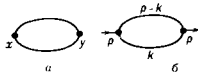
5. Расходимости и перенормировки

Формально математически появление расходимостей связано с тем, что пропаторы  $D_c(x)$  являются сингулярными (точнее, обобщёнными)  $\phi$ -циклами, обладающими в окрестности светового конуса при  $x^2 \sim 0$  особенностями типа полюсов и дельта-функций на  $x^2$ . Поэтому их произведение, возникающее в замкнутых элементах, к-рым на диаграммах отвечают закрытые петли, плохо определены с матем. точки зрения. Импульсные фуры-образы таких произведений могут не существовать, а — формально — выражаться через расходившиеся импульсные интегралы. Так, напр., фейнмановский интеграл

$$I(p) \sim \frac{i}{\pi} \int \frac{d^4h}{(m^2 - h^2 - i0)[m^2 - (p-h)^2 - i0]} \quad (12)$$

(где  $p$  — внеш. 4-импульс,  $k$  — импульс интегрируемого), отвечающий простейшей однопетлевой диаграмме с двумя внутр. скалярными линиями (рис.), — в сущест-

Однопетлевая диаграмма Фейнмана с двумя скалярными линиями:  $a$  — в координатном представлении;  $b$  — в импульсном представлении.



вует. Он пропорц. фуры-образу квадрата пропатора  $D_c(x)$  скалярного поля и логарифмически расходится на верхнем пределе (т. е. в УФ-области виртуальных импульсов  $|k| \rightarrow \infty$ , так что, напр., если обрезать интеграл на верхнем пределе при  $|k| = \Lambda$ , то

$$I_\Lambda(p) = \frac{i}{\pi^2} \int_{|k| < \Lambda} \frac{d^4h}{(m^2 - h^2)[m^2 - (p-h)^2]} \Big|_{\Lambda \rightarrow \infty} \rightarrow \rightarrow \ln \Lambda^2 + I_{\text{Кюна}}(p), \quad (13)$$

где  $I_{\text{Кюна}}(p)$  — конечное выражение.

Проблема УФ-расходимостей была решена (во всяком случае с точки зрения получения конечных выражений для большинства физических интересных величин) во 2-й пол. 40-х гг. на основе идеи о перенормировках (ренормировках). Суть последней состоит в том, что бесконечные эффекты квантовых флуктуаций, отвечающих замкнутым петлям диаграмм, могут быть выделены в факторы, имеющие характер поправок к исходным характеристикам системы. В итоге массы и константы связи  $g$  меняются за счёт взаимодействия, т. е. перенормируются. При этом из-за УФ-расходимостей ренормирующие добавки оказываются бесконечно большими. Поэтому соотношения перенормировок

$$m_0 \rightarrow m = m_0 + \Delta m = m_0 Z_m(\dots), \quad (14)$$

$$g_0 \rightarrow g = g_0 + \Delta g = g_0 Z_g(\dots)$$

(где  $Z_m, Z_g$  — факторы перенормировки), связывающие исходные, т. н. затравочные массы  $m_0$  и затравочные заряды (т. е. константы связи)  $g_0$  с физическими  $m, g$ , оказываются сингулярными. Чтобы не иметь дело с бессмысленными бесконечными выражениями, вводят тут или иную вспомогат. *регуляризацию расходимостей* (впоследствии использованного в (13) обрезания при  $|k| = \Lambda$ ). В аргументах (обозначенных в явных частях (14) многоточиями) радица, поправки  $\Delta m, \Delta g$ , так же как и факторы перенормировок  $Z_i$ , помимо  $m_0$  и  $g_0$ , содержат сингулярные зависимости от параметров вспомогат. регуляризации.

Устранение расходимостей происходит путём отождествления перенормированных масс и зарядов  $m$  и  $g$  с их физ. значениями. Практически для устранения расходимостей часто используют также приём введения в исходный лагранжиан *контрчленов* и выражают  $m_0$  и  $g_0$  в лагранжиане через физические  $m$  и  $g$  формальными соотношениями, обратными к (14). Разлагая (14) в ряды по физ. параметру взаимодействия:

$$m_0 = m + gM_1 + g^2M_2 + \dots,$$

$$g_0 = g + g^2G_1 + g^3G_2 + \dots,$$

подбирает сингулярные коэффициенты  $M_i, G_i$  т. о., чтобы в точности скомпенсировать расходимости, возникающие в фейнмановских интегралах. Класс моделей КТП, для к-рых такую программу можно последовательно провести во всех порядках теории возмущений и в к-рых, т. о., все без исключения УФ-расходимости удаётся «убрать» в факторы перенормировки масс и констант связи, наз. классом перенормируемых теорий. В теориях этого класса все матричные элементы и  $\phi$ -ци Грина оказываются в результате выраженными несингулярным образом через физ. массы, заряды и кинематич. переменные.

В перенормируемых моделях можно поэтому при желании совершенно абстрагироваться от затравочных параметров и УФ-расходимостей, рассматриваемых по отдельности, и полностью характеризовать результаты теоретич. расчётов заданием конечного числа физ. значений масс и зарядов. Матем. основу этого утверждения представляет *Боголюбова — Парасюка теорема* о перенормируемости. Из неё следует достаточно простая процедура получения конечных однозначных выражений для матричных элементов, формализованная в виде т. н. *R-операции* Боголюбова.

Во те время в перенормируемых моделях, примером к-рых может служить теперь уже отошедшая в прошлое формулировка слабого взаимодействия в виде четырёхфермионного локального лагранжиана Ферми, не удаётся «собрать» все расходимости в «агрегаты», перенормирующие массы и заряды.

Перенормируемые модели КТП характеризуются, как правило, безразмерными константами связи, логарифмически расходившимися вкладями и перенормировку констант связи и масс фермионов и квадратично расходившимися радица, поправками к массам скалярных частиц (в случае их наличия). Для подобных моделей в итоге итерационной процедуры перенормировки получают *перенормированную теорию возмущений*, к-рая и служит основой практич. расчётов.

В перенормируемых моделях КТП важную роль играют перенормированные  $\phi$ -ци Грина (ослея пропаторы) и *вершинные части*, включающие в себя эффекты взаимодействия. Они могут быть представлены бесконечными суммами диаграмм Фейнмана с фиксированным числом и типом внеш. линий. Для подобных величин можно дать формальные определения либо через *вакуумные средние хронологич. произведений* полевых операторов в представлении взаимодействия и  $S$ -матрицы (то эквивалентно вакуумным средним от  $T$ -произведений полей), т. е. гейзенберговских операторов), либо через функциональные производные от *производящего функционала*  $Z(J)$ , выражаемого через т. н. расширенную матрицу рассеяния  $S(J)$ , функционально зависящую от внешнего классич. источников  $J_a(x)$  полей  $\psi^a(x)$ .

Формализм производящих функционалов в КТП является аналогом соответствующего формализма статистич. физики. Он позволяет получить для полных  $\phi$ -ци Грина и вершинных  $\phi$ -ци ур-ний в функциональных производных — *Швингера уравнений*, из к-рых в свою очередь можно получить бесконечную цепочку интегродифференц. ур-ний *Дайсона уравнений*. Последние подобны цепочке ур-ний для корреляц.  $\phi$ -ци статистич. физики.

6. УФ-асимптотики и ренормгруппа

С УФ-расходимости в КТП тесно связаны высокоэнергетич. асимптотики перенормированных выражений. Напр., логарифмич. расходимости (12) простейшего фейнмановского интеграла  $I(p)$  отвечает логарифмич. асимптотика

$$I_{\text{Кюна}}(p) \sim \ln \frac{1}{m^2} + \text{const при } |p^2| \gg m^2$$

конечного регуляризованного интеграла (13), а также соответствующего перенормированного выражения. Поскольку в перенормируемых моделях с безразмерными константами связи расходимости имеют в основном логарифмич. характер, УФ-асимптотики  $l$ -петлевых интегралов, как правило (исключение составляет случай *дважды логарифмической асимптотики*), имеют здесь типичную «структуру»  $(gL)^l$ , где  $L = \ln(-p^2/\mu^2)$ ,  $p$  — «большой» импульс, а  $\mu$  — нек-рый параметр размерности массы, возникающий в процессе перенормировки. Поэтому при достаточно больших значениях  $|p^2|$  рост логарифма компенсирует малость константы связи  $g$  и возникает задача определения произвольного члена ряда вида

$$\sum_{l,m} g^l L^m a_{lm}, \quad l \geq m \geq 0 \quad (15)$$

и суммирования такого ряда ( $a_{lm}$  — численные коэффициенты).

Решение этих задач облегчается использованием метода *ренормализационной группы*, в основе к-рой лежит групповой характер конечных преобразований, аналогичных сингулярным ф-лам перенормировки (14) и сопровождающих их преобразований ф-ции Грина. Этим путем удается эффективно просуммировать нек-рые бесконечные наборы вкладов фейнмановских диаграмм  $\Gamma$ , в частности, представить двойные разложения (15) в виде одних:

$$f_1(gL) + g f_2(gL) + \dots = \sum_l g^{l-1} f_l(gL),$$

где ф-ции  $f_l$  имеют характерный вид геом. прогрессии или комбинации прогрессии с её логарифмом и экспонентой. Весьма существенным здесь оказывается то, что условие применимости ф-л типа (15), имеющее вид  $\bar{g} \ll 1$ ,  $gL \ll 1$ , заменяется на значительно более слабое:  $g(L, \bar{g}) \ll 1$ , где  $\bar{g} = t$ . п. *инвариантный заряд*, к-рый в простейшем (однопетлевом) приближении имеет вид суммы геом. прогрессии по аргументу  $gL$ :

$$\bar{g}(L, g) = g/(1 + \beta_1 gL)$$

( $\beta_1$  — численный коэф.).

Напр., в КЭД инвариантный заряд  $\bar{\alpha}$ , пропорциональный поперечной части фотонного пропагатора  $d$ , в однопетлевом приближении оказывается равным

$$\bar{\alpha}(L, \alpha) = \alpha d(k^2, \alpha) = \frac{\alpha}{1 - (\alpha/3\pi)L}, \quad (16)$$

$$L = \ln(-k^2/\mu^2),$$

причём при  $k^2/\mu^2 > 0$   $L = \ln(k^2/\mu^2) + i\pi$  ( $k$  — 4-импульс виртуального фотона). Это выражение, представляющее собой сумму гл. логарифмов вида  $\alpha(zL)^n$ , обладает т. н. *призрачным полюсом* при  $k^2 = -\mu^2 e^{3\pi/\alpha}$ , называемым так потому, что его положение и особенно знак вычета противоречат ряду общих свойств КТП (выражаемых, напр., *спектральным представлением* для фотонного пропагатора). С наличием этого полюса тесно связана проблема т. н. *нуль-заряда*, т. е. обращения перенормированного заряда в нуль при конечном значении «затривочного» заряда.

Трудность, связанная с появлением призрачного полюса, иногда трактовалась даже как доказательство внутр. противоречивости КЭД, а перенос этого результата на традиц. перенормируемые модели сильного взаимодействия адронов — как указание на противоречивость всей локальной КТП в целом. Однако такие кардинальные заключения, сделанные на основе ф-л гл. логарифмов, приближения, оказались ошибочными. Уже учет «следующих за главным» вкладов  $\sim \alpha^2(\alpha L)^m$ , приводящий к ф-ле дуглопетлевого приближения, показывает, что положение полюса заметно сдвигается. Более общий анализ в рамках метода ренормализац. группы приводит к заключению о применимости ф-лам (16) лишь в области  $\bar{\alpha}(L, \alpha) \ll 1$ , т. е. о невозможности дока-

зать или опровергнуть существование «плюсового противоречия» на основе того или иного перенормирования ряда (15). Т. о., парадокс феномена призрачного полюса (или обращения перенормированного заряда в нуль) оказывается призрачным — решить, действительно ли эта трудность появляется в теории, можно было бы только в случае, если бы мы умели получать недвусмысленные результаты в области сильной связи  $\alpha \geq 1$ . До тех пор остаётся лишь тот вывод, что — в применении к синхронной КЭД — теория возмущений не является, несмотря на безусловную малость параметра разложения  $\alpha$ , логически замкнутой теорией.

Для КЭД, впрочем, эту проблему можно было считать чисто академической, поскольку, согласно (16), даже при гигантских энергиях  $\sim (10^{16} - 10^{18})$  ГэВ, рассматриваемых в совр. моделях объединения взаимодействия, условие  $\bar{\alpha} \ll 1$  не нарушается. Гораздо серьёзное выглядело положение в квантовой электродинамике — теории взаимодействия неведоскалярных мезонных полей с фермионными полями нуклонов, представлявшейся к нач. 60-х гг. единств. кандидатом на роль перенормируемой модели сильного взаимодействия. В ней эффективная константа связи была велика при обычных энергиях, а — явно неперомичное — рассмотрение по теории возмущений приводило к тем же трудностям нуль-заряда.

В результате всех описанных исследований сложилась несколько пессимистич. точка зрения на дальнейшие перспективы перенормируемых КТП. С часто теоретич. точки зрения казалось, что качеств. разнообразие таких теорий ничтожно: для любой перенормируемой модели все эффекты взаимодействия — для малых констант связи и умеренных энергий — ограничивались ненаблюдаемым изменением характеристик свободных частиц и тем, что между состояниями с такими частицами возникали квантовые переходы, к вероятностям низшего приближения к-рых теперь можно было вычислять (малые) поправки высших. К большим же константам связи или асимптотически большим энергиям имелась теория — опять независимо от конкретной модели — была неприменима. Единственным (правда блестящим) удовлетворяющим этим ограничениям приложением к реальному миру оставалась КЭД. Такое положение способствовало развитию негалилеиновых методов (таких, как *аксиоматическая квантовая теория поля*, *алгебраический подход* в КТП, *конструктивная квантовая теория поля*). Большие надежды возлагались на *дисперсионных соотношений метод* и исследование аналич. свойств  $S$ -матрицы. Мн. исследователи стали искать выхода из трудностей на путях реинв. осн. положений локальной перенормируемой КТП с помощью развития неканонич. направлений: существенно нелинейных (т. е. неполиномиальных), неканонич. нелинейных (см. *Неполиномиальные квантовые теории поля*, *Нелокальная квантовая теория поля*, *Интегрируемая метрика*) и т. н.

Источником новых взглядов на общее положение в КТП явились открытия новых теоретич. фактов, связанных с неабелевыми *калибровочными полями*.

### 7. Калибровочные поля

Калибровочные поля (в том числе *неабелевы Янга* — *Миллса поля*) связаны с инвариантностью относительно нек-рой группы  $G$  локальн. калибровочных преобразований. Простейшим примером калибровочного поля служит эл.-магн. поле  $A_\mu$  в КЭД, связанное с абелевой группой  $U(1)$ . В общем случае ненарушенной симметрии поля Янга — Миллса имеют, как и фотон, нулевую массу покоя. Они преобразуются по присоединённому представлению группы  $G$ , несут соответствующие индексы  $B_{ab}^i(x)$  и подчиняются нелинейным ур-ниям движения (линейр. взаимодействием только для абелевой группы). Их взаимодействием с полями материи будет калибровочно инвариантным, ес-

ли получить его удлиннение производных (см. Ковариантная производная):

$$\delta_{\mu} u^{\alpha} \rightarrow (\partial_{\mu} (B) u)^{\alpha} = \delta_{\mu} u^{\alpha} - ig B_{\mu}^{\alpha\beta} u^{\beta}$$

в свободном лагранжиане поля и с той же безразмерной константой  $g$ , к-рая входит в лагранжиан поля  $B$ .

Подобно эл.-магн. полю, поле Янга — Миллса являются системами со связями. Это, как и видимое отсутствие в природе безмассовых векторных частиц (помимо фотонов), ограничивало интерес к таким полям, и более 40 лет их рассматривали скорее как изящную модель, не имеющую отношения к реальному миру. Положительное изменение к 2-й пол. 60-х гг., когда их удалось проанализировать методом функционального интегрирования (см. Функциональный интеграл метод) и вычислить, что как чистое безмассовое поле Янга — Миллса, так и поле, взаимодействующее с фермионами, перенормируемы. Вслед за тем был предложен способ смягчения введения масс в эти поля с помощью эффекта спонтанного нарушения симметрии. Основанный на пём Хиггса механизм позволяет сообщить массу квантам полей Янга — Миллса, не нарушая перенормируемости модели. На этой основе в кон. 60-х гг. была построена единая перенормируемая теория слабого и эл.-магн. взаимодействий (см. Электрослабое взаимодействие), в к-рой переносчиками слабого взаимодействия выступают тяжёлые (с массами  $\sim 80-90$  ГэВ) кванты векторных калибровочных полей группы электрослабой симметрии (промежуточные векторные бозоны  $W^{\pm}$  и  $Z^0$ , экспериментально наблюдаемые в 1983). Наконец, в нач. 70-х гг. было обнаружено замеч. свойство неабелевых КТП — асимптотическая свобода. Оказалось, что, в отличие от всех до сих пор исследованных перенормируемых КТП, для поля Янга — Миллса, как чистого, так и взаимодействующего с огранич. числом фермионов, гл. логарифмич. вклады в инвариантный заряд  $\alpha_s$  имеют суммарный знак, противоположный знаку таких вкладов в КЭД:

$$\bar{\alpha}_s(k^2, \alpha_s) = \frac{\alpha_s}{1 + \beta_s \alpha_s \ln(-k^2/\mu^2)}; \quad \beta_s > 0, \quad \alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}. \quad (17)$$

Поэтому в пределе  $|k^2| \rightarrow \infty$  инвариантный заряд  $\bar{\alpha}_s \rightarrow 0$ , и при переходе к УФ-пределу трудностей не возникает. Этот феномен самовыключения взаимодействия на малых расстояниях (асимптотич. свобода) позволил естественно объяснить в калибровочной теории сильного взаимодействия — квантовой хромодинамике (КХД) партонную структуру адронов (см. Партоны), проявившуюся к тому времени в опытах по глубоко неупругому рассеянию электронов на нуклонах (см. Глубоко неупругие процессы).

Симметричной основой КХД является группа  $SU(3)_C$ , действующая в пространстве т. н. цветовых переменных. Неулевающие цветовые квантовые числа ипринципают кваркам и глюонам. Специфика цветных состояний — их ненаблюдаемость на асимптотически больших пространственных расстояниях. В то же время явно проявляющиеся на опыте барионы и мезоны являются синглетами цветовой группы, т. е. их векторы состояния не изменяются при преобразованиях в цветовом пространстве.

При обращении знака  $\beta$  [ср. (17) с (16)] трудность призрачного полюса переходит от больших энергий к малым. Пока не известно, что даёт КХД для обычных энергий (порядка масс адронов), — существует гипотеза, что с ростом расстояния (т. е. с уменьшением энергии) взаимодействие между цветными частицами растёт столь сильно, что именно оно не позволяет кваркам и глюонам разойтись на расстояние  $\geq 10^{-13}$  см (гипотеза неплетения, или конфайнмента; см. Удержание цвета). Исследованию этой проблемы уделяется очень большое внимание.

Т. о., изучение квантовополевых моделей, содержащих поля Янга — Миллса, выяснило, что перенормируемые теории могут обладать неожиданным богатст-

вом содержания. В частности, произошло разрушение наивной веры в то, что спектр взаимодействующей системы качественно аналогичен спектру свободной и отличается от него только сдвигом уровней и, возможно, появлением небольшого числа, связанных состояний. Оказалось, что спектр системы с взаимодействием (адроны) может не иметь ничего общего со спектром свободных частиц (кварков и глюонов) и поэтому может даже не давать никаких указаний на то, ноли каких сортов надо включать в элементарный микроскопич. лагранжиан.

Установление этих важнейших качеств, особенностей и проследие подавляющей части количеств. расчётов в КХД основаны на комбинации вычислений по теории возмущений с требованием репернормировочной инвариантности. Иными словами, метод репернорм.-группы стал, наряду с репернормировочной теорией возмущений, одним из основных расчётных средств совр. КТП.

Др. метод КТП, получивший значит. развитие с 70-х гг., особенно в теории неабелевых калибровочных полей, — это, как уже отмечалось, метод, использующий метод функционального интеграла и являющийся обобщением на КТП квантомеханич. метода интегралов по путям. В КТП такие интегралы можно рассматривать как ф-лы уреднения соответствующих классич. выражений (напр., классич. ф-ции Грина для частицы, движущейся в заданном внеш. поле) но квантовым флуктуациям полей.

Первоначально идея перенесения метода функционального интеграла в КТП была связана с надеждой получить компактные замкнутые выражения для осн. квантовополевых величин, пригодные для конструктивных вычислений. Однако выяснилось, что из-за трудностей матем. характера строгое определение можно дать лишь интегралам гауссова типа, к-рые только и поддаются точному вычислению. Поэтому представление функционального интеграла долгое время рассматривали как компактную формальную запись квантовополевой теории возмущений. Позднее (отвлекаясь от математич. проблемы обоснования) стали использовать это представление в разл. задачах общего характера. Так, представление функционального интеграла сыграло важную роль в работах по квантованию полей Янга — Миллса и доказательству их перенормируемости.

Интересные результаты были получены с помощью развитой несколько ранее для задач квантовой статистики процедуры вычисления функционального интеграла функционального *перевала методом*, аналогичным методу перевала в теории ф-ции комплексного переменного. Для ряда достаточно простых моделей с помощью этого метода было выяснено, что квантовополевые величины, рассматриваемые как ф-ции константы связи  $g$ , имеют близки точки  $g=0$  особенностью характерного типа  $\exp(-1/g)$  и что (в полном соответствии с этим) коэффициенты  $f_n$  степенных разложений  $\sum f_n g^n$  теории возмущений растут при больших  $n$  факториально;  $f_n \sim n!$ . Тем самым была конструктивно подтверждена высказанная ещё в нач. 50-х гг. гипотеза о неаналитичности теории но заряду.

Важную роль в этом методе играют аналитич. решения нелинейных классич. ур-ний, имеющие локализованный характер (солитоны и — в евклидовом варианте — инстантоны) и доставляющие минимум функционалу действия.

Во 2-й пол. 70-х гг. в рамках метода функционального интегрирования возникло направление исследования неабелевых калибровочных полей с помощью т. н. контурной динамики, и к-рой в качестве аргументов вместо четырёхмерных точек  $x$  рассматриваются замкнутые контуры  $\Gamma$  в пространстве-времени. Таким путём удаётся на единицу уменьшить размерность множества независимых переменных и в ряде случаев значительно упростить формулировку квантовополевой задачи (см. Контурный подход).

Успешные исследования были выполнены с помощью численного вычисления на ЭВМ функциональных интегралов, приближённо представленных в виде повторных интегралов высокой кратности. Для такого представления вводит дискретную решётку в исходном пространстве конфигурационных или импульсных переменных. Подобные, как их называют, «вычисления на решётке» для реализации моделей требуют использования ЭВМ особо большой мощности, вследствие чего они только начинают становиться доступными. Здесь, в частности, методом Монте-Карло был проведён объединяющий расчёт масс и аномальных магн. моментов адронов на основе квантохромодинамич. представлений (см. *Решётки метод*).

## 8. Общая картина

Развитие новых представлений о мире частиц и их взаимодействиях всё более выявляет две осн. тенденции.

Это, во-первых, ностенный переход ко всё более опосредствованным концепциям и всё менее наглядным образом: локальная калибровочная симметрия, императив перенормируемости, представление о нарушении симметрии, а также о спонтанном нарушении симметрии, кварки и глюоны вместо реально наблюдаемых адронов, непалаблюдаемое квантовое число цвет и т. п.

Во-вторых, наряду с усложнением арсенала используемых приёмов и понятий наблюдается несомненное проявление черт единства принципов, лежащих в основе явлений, казалось бы, весьма далёких друг от друга, и как следствие этого, значит. упрощение общей картины. Три осн. взаимодействия, изучаемые с помощью методов КТП, получили параллельную формулировку, основанную на принципе локальной калибровочной инвариантности. Связанное с этим свойство перенормируемости даёт возможность количества расчёта эффектов эл.-магн., слабого и сильного взаимодействий методом теории возмущений. (Поскольку гравит. взаимодействие также может быть сформулировано на основе этого принципа, то он, вероятно, является универсальным.)

С практич. точки зрения вычисления по теории возмущений уже давно зарекомендовали себя в КЭД (напр., степень соответствия теории эксперименту для *аномального магнитного момента* электрона  $\Delta g$  составляет  $\Delta g/\mu_0 \sim 10^{-10}$ , где  $\mu_0$  — магнетон Бора). В теории электрослабого взаимодействия такие расчёты также оказались обладающими замечательной предсказат. силой (напр., были правильно предсказаны массы  $W^\pm$  и  $Z^0$ -бозонов). Наконец, в КХД в области достаточно высоких энергий и передат 4-импульса  $Q$  ( $|Q|^2 \geq 100 \text{ ГэВ}^2$ ) на основе перенормируемой теории возмущений, успешной методом ренормализац. группы, удалось количественно описать широкий круг явлений физики адронов. В силу недостаточной малости параметра разложения:  $\bar{\alpha}_s \sim 0,2$ , точность расчётов здесь не очень высока.

В целом можно сказать, что, вопреки пессимизму кон. 50-х гг., метод перенормированной теории возмущений оказался плодотворным, во крайней мере для трёх из четырёх фундам. взаимодействий.

Во это время следует отметить, что наиб. существенный прогресс, достигнутый в основном в 60–80-х гг., относится именно к номинации механизмов взаимодействия полей (и частиц). Успехи в наблюдении свойств частиц и резонансных состояний дали обширный материал, к-рый привёл к обнаружению новых квантовых чисел (странности, очарования и т. п.) и к построению отвечающих им т. н. нарушенных симметрий и соответствующих систематик частиц. Это, в свою очередь, дало толчок поискам субструктур многочисл. адронов и в конечном счёте — созданию КХД. В итоге такие элементарные частицы 50-х гг., как нуклоны и ионы, перестали быть элементарными и появилась возможность определения их свойств (значений масс, аномаль-

ных магн. моментов и т. д.) через свойства кварков и параметров кварк-глюонного взаимодействия.

Иллюстрацией этому служат, напр., степень парности изотопич. симметрии, проявляющейся в разности масс  $\Delta M$  заряд. и нейтральных мезонов и барионов в одном изотопах. мультиплете (напр.,  $p$  и  $n$ ;  $K^+$  и  $K^0$ ,  $K^-$  и  $\bar{K}^0$ ). Взамен первоначального, с совр. точки зрения важного, представления о том, что эта разность (в силу численного соотношения  $\Delta M/M \sim \sim \alpha$ ) имеет эл.-магн. происхождение, пришло убеждение, что она обусловлена разностью масс  $u$ - и  $d$ -кварков. Однако даже в случае успеха количества. реализации этой идеи вопрос не решается полностью — он лишь отодвигается вглубь в уровень адронов на уровень кварков. Подобным же образом трансформируются формулировка старой загадки мюона: «Зачем мюон мюон и почему он, будучи аналогичен электрону, в двести раз его тяжелее?». Этот вопрос, перенесённый на кварк-лептонный уровень, приобрёл большую общность и относится уже не к паре, а к трём *полюсам фермионов*, однако не изменил своей сущности.

## 9. Перспективы и проблемы

Большие надежды возлагались на программу т. н. *великого объединения* взаимодействий — объединения сильного взаимодействия КХД с электрослабым взаимодействием при энергиях порядка  $10^{15}$  ГэВ и выше. Отправной точкой здесь является (теоретическое) наблюдение того факта, что экстрасипития в область сверхвысоких энергий ф-лы (17) асимптотич. свободы для хромодинамики, константы связи  $\bar{\alpha}_s$  и ф-лы типа (16) для инвариантного заряда  $\bar{\alpha}$  КЭД приводит к тому, что эти величины при энергиях порядка  $|Q|^2 = M_X^2 \sim (10^{15})^2 \text{ ГэВ}^2$  сравниваются друг с другом. Соответствующие значения (а также значение ихорго заряда теории электрослабого взаимодействия  $\bar{\alpha}_2$ ) оказываются равными  $\bar{\alpha}_2(M_X^2) \sim 1/40$ . Фундам. физ. гипотеза состоит в том, что это совпадение не является случайным: в области энергий, больших  $M_X$ , имеется некая высшая симметрия, описываемая группой  $G$ , к-рая при меньших энергиях расщепляется до наблюдаемых симметрий  $SU(2) \otimes SU(3)$  и  $SU(3)$  за счёт массовых членов, причём нарушающие симметрии массы имеют порядок  $M_X$ .

Относительно структуры объединяющей группы  $G$  и характера нарушающих симметрию членов могут быть сделаны разл. предположения [наиб. простой вариант отвечает  $G = SU(5)$ ], однако с качеств. точки зрения наиб. важной чертой объединения является то, что фундам. представление (представление — столбец) группы  $G$  объединяет в себе кварки и лептоны из фундам. представлений групп  $SU(3)_c$  и  $SU(2)_l$ , вследствие чего при энергиях выше  $M_X$  кварки и лептоны становятся равноправными. Механизм локального калибровочного взаимодействия между ними содержит векторные поля в присоединённом представлении (представление — матрица) группы  $G$ , кванты к-рых наряду с глюонами и тяжёлыми промежуточными бозонами электрослабого взаимодействия содержат новые векторные частицы, связываемые между собой лептоны и кварки. Возможность превращения кварков в лептоны приводит к несохранению барионного числа. В частности, оказывается разрешённым распад протона, напр. по схеме  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ . Следует отметить, что программа великого объединения столкнулась с рядом трудностей. Одна из них имеет чистот. характер (т. н. проблема иерархии — невозможность подержания в высоких порядках теорий возмущений несоизмеримых масштабов энергий  $M_X \sim 10^{15}$  ГэВ и  $M_W \sim 10^2$  ГэВ). Другая трудность связана с несоответствием эксперим. данных по распаду протона с теоретич. предсказаниями.

Весьма обещающее направление развития совр. КТП связано с *суперсимметрией*, т. е. с симметрией



относительно преобразований, «перехлывающих» между собой базисные поля  $\varphi(x)$  (целого спина) с фермионными полями  $\psi(x)$  (полуцелого спина). Эти преобразования образуют группу, являющуюся расширением группы Пуанкаре. Соответствующая алгебра генераторов группы, наряду с обычными генераторами группы Пуанкаре, содержит спинорные генераторы, а также антикоммутаторы этих генераторов. Суперсимметрию можно рассматривать как нетривиальное объединение группы Пуанкаре с внутр. симметриями, объединение, ставшее возможным благодаря включению в алгебру антикоммутирующих генераторов. Представления группы суперсимметрии — суперполя  $\Phi$  — заданы на суперпространствах, включающих помимо обычных координат  $x$  особые алгебраич. объекты (т. п. образующие Грассмана алгебры с инволюцией)  $\theta, \bar{\theta}$  — точно антикоммутирующие между собой элементы, являющиеся спинорами относительно группы Пуанкаре.

В силу точной антикоммутативности  $\theta, \bar{\theta}$  все степени их компонент, начиная со второй, обращаются в нуль (соответствующая грассманова алгебра на инволютивной), и поэтому разложения суперполей  $\Phi(x, \theta, \bar{\theta})$  в ряды по  $\theta, \bar{\theta}$  превращаются в многочлены. Напр., в простейшем случае кирального (или аналитического) суперполя, зависящего в определ. базисе только от  $\theta$ ,

$$\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = \varphi(x_L, \theta), \quad x_L = x + i\theta\bar{\theta}$$

( $\sigma$  — матрица Паули) будет:

$$\varphi(x_L, \theta) = A(x_L) + \theta^\alpha \psi_\alpha(x_L) + \theta^\alpha \theta_\alpha F(x_L).$$

Коэффициенты  $A(x)$ ,  $\psi_\alpha(x)$ ,  $F(x)$  являются уже обычными квантовыми полями — скалярным, спинорным и т. д. Их наз. компонентными или составляющими полями.

С точки зрения компонентных полей суперполе — это просто составленный по опред. правилам набор конечного числа разных базис- и ферми-полей с обычными правилами квантования. При построении суперсимметричных моделей требуют, чтобы взаимодействия также были инварианты относительно преобразований суперсимметрии, т. е. представляли собой суперинвариантные произведения суперполей в целом. С обычной точки зрения это означает введение целой серии взаимодействий компонентных полей, взаимодействий, константы к-рых не произвольны, а жестко связаны друг с другом. Это открывает надежду на точную компенсацию — всех или хотя бы нек-рых — УФ-расходимостей, происходящих от разных членов взаимодействия. Подчеркнем, что попытка реализовать такую компенсацию просто для набора полей и взаимодействий, не ограниченных группными требованиями, была бы бесперспективной из-за того, что раз установленная компенсация разрушалась бы при перенормировках.

Особенно интересными оказываются суперсимметричные модели, содержащие в качестве составляющих полей векторные калибровочные поля. Такие модели, обладающие как калибровочной симметрией, так и суперсимметрией, наз. суперкалибровочными. В суперкалибровочных моделях наблюдается замеч. факт сокращения УФ-расходимостей. Обнаружены модели, в к-рых лагранжиан взаимодействия, будучи выражен через компонентные поля, представляется суммой выражений, каждое из к-рых по отдельности является перенормируемым и генерирует теорию возмущений с логарифмич. расходимостями, однако расходимости, отвечающие сумме диаграмм Фейнмана с вкладом разл. членов виртуального суперполя, компенсируют друг друга. Это свойство полного сокращения расходимости может быть поставлено в параллель известному

факту понижения степени УФ-расходимости собств. массы электрона в КЭД при переходе от первоначальных нековариантных вычислений конца 20-х гг. к фактически ковариантной теории возмущений, учитывающей позитроны в промежуточных состояниях. Аналогия усиливается возможностью использования суперсимметричных правил Фейнмана, когда такие расходимости не выявляются вовсе.

Полное сокращение УФ-расходимостей в произвольных порядках теории возмущений, установленное для ряда суперкалибровочных моделей, породило надежду на теорию, возможную суперобъединения фундам. взаимодействий, т. е. такого, построенного с учетом суперсимметрии, объединения всех четырех взаимодействий, включая гравитационное, при к-ром не только исчезнут перенормируемые эффекты «обычной» гравитации, но и полностью объединенное взаимодействие окажется свободным от УФ-расходимостей. Физ. ареной суперобъединений являются масштабы порядка планковских (энергии  $\sim 10^{19}$  ГэВ, расстояния порядка планковской длины  $R_{Pl} \sim 10^{-33}$  см).

Для реализации этой идеи рассматривают суперкалибровочные модели, базирующиеся на суперполях, устроенных таким образом, что макс. синг. составляющих их обычных полей равен двум. Соответствующее поле отождествляют с гравитационным. Подобные модели наз. супергравитационными (см. *Супергравитация*). Совр. попытки построения конечных супергравитаций используют представления о пространствах Минковского с числом измерений, большим четырех, а также о струнах и суперструнах. Иными словами, «привычная» локальная КТП на расстояниях, меньших планковских, претерпевает в квантовую теорию одномомерных протяженных объектов, вложенных в пространства высшего числа измерений.

В том случае, если такое суперобъединение на базе супергравитаций, модели, для к-рой будет доказано отсутствие УФ-расходимостей, произойдет, то будет построена единая теория всех четырех фундам. взаимодействий, свободная от бесконечностей. Тем самым окажется, что УФ-расходимости не возникнут вообще и весь аппарат исключения расходимостей методом перенормировок окажется лишним.

Что касается природы самих частиц, то не исключено, что теория приближается к новому качеству, рублеву, связанному с возникновением представлений об уровне элементарности более высоком, чем кварк-лептонный уровень. Речь идет о группировке кварков и лептонов в поколения фермионов и первых попытках постановки вопроса о разных масштабах масс различных поколений на основе предсказания существования частиц, более элементарных, чем кварки и лептоны.

Лит.: Ахмедов А. И., Берестетский В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984; их же, Квантовые поля, М., 1980; Берестетский В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Вайскопф В. Ф., Как мы выросли вместе с теорией поля, пер. с англ., «УФП», 1982, т. 138, с. 435; Дикенсон К., Зюбер Ж.-П., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; Боголюбов Н. Н., Лифшиц А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987.

Г. В. Медведев, Д. В. Ширков.

**КВАНТОВАЯ ХИМИЯ** — область теоретич. химии, изучающая строение и хим. превращение атомов, молекул и др. многоатомных систем на основе квантовой механики. Осн. упр-ние К. х. — релятивистское Шредингера уравнение:

$$\hat{H}\psi = \mathcal{E}\psi,$$

где  $\psi$  — волновая ф-ция системы, зависящая от пространств. и спиновых координат всех частиц системы,  $|\psi|^2$  характеризует пространств. распределение электронов и ядер в ней,  $\mathcal{E}$  — полная внутренняя энер-

гия системы. Гамильтониан  $\hat{H}$  для молекулы имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{M_{\alpha}} \Delta_{\alpha} - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^n \Delta_i - \sum_{\alpha, i}^{N, n} \frac{Z_{\alpha} e^2}{|R_{\alpha} - r_i|} + \\ + \sum_{i < j}^n \frac{e^2}{|r_i - r_j|} + \sum_{\alpha < \beta}^N \frac{Z_{\alpha} Z_{\beta} e^2}{|R_{\alpha} - R_{\beta}|},$$

где первый член описывает кинетич. энергию ядер, второй — кинетич. энергию электронов, третий — энергию их эл. статич. притяжения ядрами, четвёртый — энергию взаимодействия электронов между собой, пятый — мейядерное отталкивание,  $\Delta_{\alpha}$  и  $\Delta_i$  — операторы Лапласа,  $M_{\alpha}$  — масса ядра атома  $\alpha$ ,  $m$  — масса электрона,  $e$  — его заряд,  $Z_{\alpha}$  и  $Z_{\beta}$  — зарядовые числа ядер атомов  $\alpha$  и  $\beta$ ,  $R_{\alpha}$  и  $R_{\beta}$  — координаты этих ядер,  $r_i$  и  $r_j$  — координаты  $i$ -го и  $j$ -го электронов,  $n$  — число электронов,  $N$  — число атомов в молекуле. Решения ур-ния Шрёдингера дают значения полной энергии системы  $\epsilon_i$  и волновой ф-ции  $\psi_i$ . Однако точные аналитич. решения получены только для атома водорода. Для более сложных систем при решении ур-ния Шрёдингера используют ряд последоват. приближений и численное решение на ЭВМ полученных ур-ний.

В первом — адиабатич. — приближении, предложенном М. Борном (M. Born) и Р. Опенгеймером (R. Oppenheimer) в 1927, полагают, что движение электронов можно рассматривать как независимое от медленного движения ядер, т. к. массы ядер значительно (на 3—4 порядка) превышают массу электронов. Решение задачи в этом случае разбивается на два этапа: сначала решают ур-ние Шрёдингера только для электронной части гамильтониана при фиксированном положении ядер. При этом волновая ф-ция должна быть антисимметричной по отношению к перестановке электронов, т. е. при перестановке двух электронов с одинаковыми спинами полная волновая ф-ция должна менять знак (см. Паули принцип). Суммарная энергия взаимодействия ядер с электронами, электронов между собой и взаимодействия неподвижных атомных ядер является потенц. энергией ядер. Зависимость потенц. энергии ядер от их координат образует *потенциальную поверхность* (3N—5)-мерную для линейных и (3N—6)-мерную для всех остальных молекул, состоящих из N атомов. На этом этапе находят энергии основного и возбуждённых электронных состояний молекул. Затем решают задачу о движении (колебании) ядер в поле потенциала, полученного при решении предыдущей задачи, при этом получают значения колебат. энергии молекулы.

Основы квантовой теории многоэлектронных систем были заложены в работе В. Гейзенберга (W. Heisenberg; 1926), посвящённой атому гелия, а также в работах В. Гайтлера (W. Heitler) и Ф. Лондона (F. London) о молекуле водорода (1927). Они показали, что существование, устойчивость и свойства этих систем невозможно объяснить в рамках классич. представлений. Согласно В. Гайтлеру и Ф. Лондону, связывание между атомами и молекуле водорода обусловлено т. н. *обменным взаимодействием*.

Дальнейшее развитие теории многоэлектронных атомов связано с методом *самосопряженного поля*, предложенного в 1927 Д. Р. Хартри (D. R. Hartree). В нём взаимодействие каждого из электронов со всеми остальными заменяется взаимодействием с усреднённым полем, создаваемым остальными электронами. В 1930 В. А. Фок усовершенствовал метод Хартри, используя для многоэлектронной волновой ф-ции представление в виде слейтерсовского детерминанта:

$$\psi(x_1, x_2, \dots, x_n) = \frac{1}{\sqrt{n!}} \det \begin{pmatrix} \varphi_1(x_1) \varphi_1(x_2) \dots \varphi_1(x_n) \\ \varphi_2(x_1) \varphi_2(x_2) \dots \varphi_2(x_n) \\ \dots \\ \varphi_n(x_1) \varphi_n(x_2) \dots \varphi_n(x_n) \end{pmatrix},$$

где  $\varphi_i(x_j)$  — одноэлектронная спин-орбиталь (см. Молекулярная орбиталь),  $x_j = (r_j, \alpha_j)$ , где  $r_j$  — пространств. координаты,  $\alpha_j$  — спиновые координаты электрона. Такой вид волновой ф-ции позволяет учесть принцип Паули. Одноэлектронные ф-ции (орбитали) находят, решая ур-ния Хартри — Фока (см. Хартри — Фока метод):

$$\hat{F} \varphi_i = \epsilon_i \varphi_i,$$

где  $\hat{F}$  — оператор, наз. фоконианом,  $\epsilon_i$  — энергии  $i$ -й занятой орбитали (рассматриваются состояния системы, полный спин  $K$ -рой равен нулю). Энергия системы в этом случае равна:

$$E = 2 \sum_{i=1}^n \epsilon_i - \sum_{i < j}^n (2I_{ij} - K_{ij}),$$

где

$$I_{ij} = e^2 \iint \frac{\varphi_i^2(r_1) \varphi_j^2(r_2) dv_1 dv_2}{r_{12}}$$

и

$$K_{ij} = e^2 \iint \frac{\varphi_i(r_1) \varphi_j(r_1) \varphi_j(r_2) \varphi_i(r_2) dv_1 dv_2}{r_{12}}$$

— соответственно кулоновский и обменный интегралы, представляющие собой ср. энергию эл. статич. отталкивания и обменного взаимодействия пары электронов, находящихся на  $i$ -й и  $j$ -й орбиталях,  $n$  — число электронных пар,  $v_1$  и  $v_2$  — пространств. объёмы, в  $n$ -рых изменяются координаты первого и второго электронов соответственно. Система ур-ний Хартри — Фока является системой нелинейных интегродифференц. ур-ний. Неоднозначность ур-ний означает, что их решение  $\varphi_i$  есть собств. ф-ции оператора  $\hat{F}$ ,  $n$ -рой, в свою очередь, определяется через орбитали  $\varphi_i$ . Эта особенность ур-ний Хартри — Фока позволяет решать их *итерационным методом*.

В 1927—29 Ф. Хунд (F. Hund) и Р. С. Милликен (R. S. Mulliken) развили идею нового подхода к поиску волновой ф-ции молекулы — т. н. метод *м о л е к у л я р н ы х о р б и т а л е й* (МО). Метод МО рассматривает движение электронов молекулы в поле, создаваемом всеми остальными электронами и ядрами атомов молекулы. Полная энергия молекулы с волновой ф-цией в виде МО определяется соотношением

$$E = 2 \sum_{i=1}^n \epsilon_i - \sum_{i < j}^n (2I_{ij} - K_{ij}) + \sum_{\alpha < \beta}^N \frac{Z_{\alpha} Z_{\beta} e^2}{|R_{\alpha} - R_{\beta}|};$$

энергия МО  $\epsilon_i$  является энергией электрона, находящегося на  $i$ -й МО. Для нахождения одноэлектронной ф-ции МО можно использовать метод Хартри — Фока, однако практич. решение сложно и проводится только для атомов и двухатомных молекул. Для всех остальных систем используют приближение, предложенное С. С. Рутаном (С. С. Roothaan; 1951): атомные орбитали обычно представляют в виде разложения по базисным ф-циям  $\chi_{\mu}$  слейтерсовского или гауссовского типа, также центрированным на ядрах:

$$\varphi_i = \sum_{\mu=1}^N c_{\mu i} \chi_{\mu}, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

и вместо самих ф-ций  $\varphi_i$  оптимизирует коэффициенты  $c_{\mu i}$ . В результате система интегродифференц. ур-ний Хартри — Фока переходит в систему алгебр. ур-ний Хартри — Фока — Рутана. Эти ур-ния положены в основу алгоритмов всех неэмпирических программ К. х.

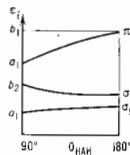
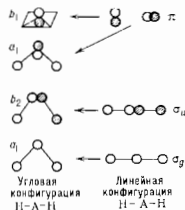
Одн из важных результатов теории Хартри — Фока — теорема Кулменса: энергия орбитали  $\epsilon_i$ , получаемая при решении ур-ний Хартри — Фока, даёт при-

ближённое значение потенциала ионизации электрона, занимающего  $i$ -ю МО. В эксперим. исследованиях наблюдается последовательность (но энергией) ионизационных состояний. Теорема Куинеса позволяет приблизительно интерпретировать эту последовательность как отрыв электронов с последовательных МО. Теорема Куинеса используют при интерпретации эксперим. данных фотоэлектронной и рентгеноэлектронной спектроскопии.

Процесс возбуждения электрона можно рассматривать и как переход электрона с заполненной МО на вакантную. В этом случае для оценки энергии возбуждения  $\Delta \epsilon_{\text{возб}}$  можно использовать соотношение  $\Delta \epsilon_{\text{возб}} \approx -\epsilon_i - \epsilon_a$ , где  $\epsilon_i$  — энергия заполненной МО, а  $\epsilon_a$  — энергия вакантной МО. Такой подход используется при интерпретации спектров электронного возбуждения, оже-спектров и т. д.

Качеств. представления о структуре МО (т. е. угловой структуре) лежат в основе мн. теорий формы молекул и протекания хим. реакций. Наиб. известной теорией качеств. формы молекул в приближении МО является теория Уолла, в основу к-рой положено соотношение  $\delta \epsilon / \delta \theta \approx \theta \left( \sum_{\text{вал}} \epsilon_i \right) / \delta \theta$ , где  $\theta$  — валентный угол

молекулы. Для предсказания формы молекул необходимо знать, как зависит энергия МО от внутр. координат: если сумма энергий МО при изгибании линейной молекулы будет понижаться, то её устойчивая конфигурация угловая, причём угол  $\theta$  может быть рассчитан (рис.).



Протекание хим. реакций качественно объясняют на основе метода МО в рамках правил Вудворда — Гюффмана, правил Пирсона, метода Фукуи и др.; наиболее часто используют правила Вудворда — Гюффмана. Применяя эти правила, строят коррелц. диаграммы хим. реакций, для этого: выделяют хим. связи и орбитали, к-рые наиболее сильно изменятся в ходе реакции; задав путь сближения реагентов или отд. связей при внутримолекулярных реакциях в направлении формирования ожидаемой структуры переходного состояния, классифицируют МО реагентов и продуктов по свойствам симметрии, присущей выбранной структуре переходного состояния; устанавливают соответствие между МО реагентов и продуктов в рамках выбранной классификации орбиталей по симметрии. При этом учитывают оси и плоскости симметрии, проходящие через рущиеся и образующиеся в ходе реакции связи. Если в процессе хим. реакции все заполненные МО реагентов переходят в заполненные МО продуктов в осн. состоянии (сохраняется орбитальная симметрия), то данная реакция наз. разрешённой. Если в процессе такой реакции происходит пересечение уровней заполненных и вакантных МО реагентов и продуктов, то реакция наз. запрещённой.

Рассмотрение протекания хим. реакций по основе правил Вудворда — Гюффмана носит качеств. характер, запрет по симметрии не означает невозможности протекания реакции в данном электронном состоянии. Однако запрещённые по симметрии реакции имеют вы-

соке потенц. барьеры или включают промежуточное образование радикалов (или ионов). Реакция же, разрешённая по симметрии в осн. состоянии, имеют, как правило, низкие потенц. барьеры или не имеют их совсем.

Последоват. решение ур-ний Хартри — Фока — Рутана на ЭВМ лежит в основе неэмпирич. методов К. х. Однако вычисление волновых ф-ций и энергий в приближении Хартри — Фока — Рутана сопряжено со значит. трудностями, т. к. число интегралов, описывающих межэлектронное отталкивание, при увеличении размеров молекулярной системы растёт как  $N^4$ , где  $N$  — число базисных ф-ций. Поэтому для сложных систем применяют полуэмпирич. методы, в к-рых большая часть интегралов заменяется экспериментально полученными данными (потенциалы ионизации и средство к электрону атома). Эти методы были распространены в ранних квантовохим. исследованиях.

Приближение Хартри — Фока — Рутана во мн. случаях даёт большие погрешности (напр., отрицат. значение энергии связи для  $F_2$ , неправильную симметрию для осн. электронного состояния молекулы  $C_2$ , неправильный знак для дипольного момента CO; приводит к неправильной последовательности ионизационных состояний молекул  $F_2$ ,  $N_2$  и т. д.). Для устранения недостатков этого метода учитывают энергию корреляции электронов, что позволяет определить отклонение идеализированной одноэлектронной модели от реальной.

Для учёта энергии корреляции электронов в неэмпирич. расчётах чаще всего используют два подхода: метод конфигурац. взаимодействия и теорию возмущений. В методе конфигурац. взаимодействия волновая ф-ция записывается в виде линейной комбинации слейтеровских детерминантов  $\Psi_k$ , отвечающих разным заполнениям МО:

$$\Psi_{\text{полн}} = \sum_{k=1}^M A_k \Psi_k$$

где  $M$  — число учитываемых конфигураций. Волновые ф-ции при таком подходе находят при решении электронной части ур-ния Шрёдингера вариацион. методом. В теории возмущений точные решения ур-ния Шрёдингера  $\hat{H}\Psi = \epsilon\Psi$  ищут на основе известных решений ур-ния Шрёдингера  $\hat{H}^{(0)}\Psi^{(0)} = \epsilon^{(0)}\Psi^{(0)}$  с модельным гамильтонианом  $\hat{H}^{(1)}$ , к-рый отличается от точного на малое возмущение  $u$ ; волновую ф-цию и энергию ищут в виде рядов:

$$\Psi = \Psi^{(0)} + \Psi^{(1)} + \Psi^{(2)} + \dots$$

$$\epsilon = \epsilon^{(0)} + \epsilon^{(1)} + \epsilon^{(2)} + \dots$$

В квантовохим. расчётах за  $\hat{H}^{(0)}$  выбирают гамильтониан Хартри — Фока — Рутана, а за возмущение  $u$  — оператор, описывающий электронную корреляцию. Оба эти метода позволяют, в принципе, получать практически точные решения нерелятивистского ур-ния Шрёдингера.

Прогресс в вычислит. технике стимулировал развитие неэмпирич. методов К. х., в т. ч. методов, учитывающих энергию электронной корреляции. Высокая точность неэмпирич. расчётов мн. молекулярных характеристик позволила изучать свойства молекул независимо от эксперимента, что привело к ряду принципиально новых результатов. Так, одним из неопровержимых постулатов считалось представление о том, что макс. валентность атома углерода равна 4 и, следовательно, в соединениях с одновалентными лигандами его координац. число равно 4. Однако с помощью неэмпирич. расчётов П. Р. Шлейер (P. R. Schleyer; 1982 — 83) предсказал существование стабильных молекул  $CL_2$  и  $CL_4$ , к-рые позднее были экспериментально обнаружены. С помощью расчётов было открыто большое число структурно-нейзвестных молекул, в к-рых обнару-

жены колебания ядер большой амплитуды (порядка длины хим. связи) для валентно-связанных атомов. В таких молекулах нарушается традиц. деление взаимодействий на валентные и невалентные, и их невозможно описать в рамках классич. представлений. На основе неэмпирич. расчётов было также идентифицировано большое число молекул в межъядерном пространстве. На теоретических рассчитанных значениях атом-атомных потенциалов основаны современные исследования структуры и термодинамики жидкостей, расплавов и растворов.

В рамках К. х., наряду с традиц. расчётами геом. и электронной структуры молекул, развиваются квантовая теория полимерных молекул, движения ядер в ходе хим. реакции, теория фотозвукообразования и т. п. Успешное развитие методов К. х. во многом зависит от развития методов квантовой механики, квантовой теории поля и статистич. физики, методов вычислит. математики.

Лит.: Фок В. А., Начала квантовой механики, 2 изд., М., 1978; С. Г. Геллерт Д. и., Методы самосогласованного поля для молекул и твердых тел, пер. с англ., М., 1978; Минин В. И., Смиркин Б. Я., Миняев Р. М., Теория строения молекул, М., 1979; Фудзикава С., Метод молекулярных орбиталей, пер. с япон., М., 1983; А. И. Бондрарь, А. А. Овчинников.

**КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА (КХД)** — квантовая теория сильного взаимодействия цветных глюонных и кварковых полей. Построена на основе принципа локальной калибровочной инвариантности относительно преобразований в трёхмерном комплексном пространстве *внутренней симметрии*. По совр. представлениям, КХД составляет основу описания сильного взаимодействия между адронами и ответственна за силы, связывающие кварки в адроны.

КХД возникла в нач. 70-х гг. в результате синтеза представлений о *цвете* кварков, партоновой картине глубоко неупругого взаимодействия (см. *Партоны*) и аппарата неабелевых калибровочных полей.

Кварковая модель, согласно к-рой все адроны являются связанными состояниями либо пары кварк-антикварк (мезоны), либо трёх кварков (барионы), хорошо объясняет систематику адронов, т. е. их группировку по свойствам в унитарные и изотопич. мультиплеты, расщепление по массам внутри этих мультиплетов, а также нек-рые статич. свойства адронов (напр., отношения величин магн. моментов). Важным составным элементом этой картины было либо предположение о *парастатистике*, либо о существовании доп. нит. характеристики кварков — *цвета*, введение к-рого диктовалось необходимостью устроения числа кварков каждого типа (аромата) для того, чтобы, не входя в противоречие с принципом Паули, можно было построить нек-рые барионы (напр.,  $\Lambda^{++}$ , состоящий из трёх *u*-кварков с одинаковым направлением спина). При этом необходимо накладывать доп. нит. условие «бесцветности» реально наблюдаемых адронов. Отсутствие в природе ди-кварковых мезонов, а также велич. вероятности распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и сечения аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны однозначно указывали на симметрию относительно преобразований в цветовом пространстве, соответствующую группе  $SU(3)$  [эта группа часто маркируется ниж. индексом *св* — от англ. *color* — цвет,  $SU(3)_c$ ].

Представление о партонах возникло из обнаруженности экспериментально различия в поведении *структурных функций* глубоко неупругих процессов и *формфакторов* уругного рассеяния дейтронов на адронах, к-рые оказались возможным совместить только на основе предположения о существовании точечных (слабо взаимодействующих) составляющих адронов — партонов. Дальнейшее экперим. изучение *жестких процессов*, в к-рых исследовалась структура адрона на малых расстояниях, показало, что заряд партоны тождественны кваркам и антикваркам. Т. о., получалось, что, с одной стороны, на расстояниях порядка радиуса ад-

рона ( $\sim 10^{-10}$  см) кварки должны достаточно сильно взаимодействовать, чтобы образовывать такие прочные системы, как адроны, а с другой стороны, эффективная константа этого взаимодействия должна ослабевать на расстояниях порядка 0,1 радиуса адрона. Ослабление эфф. константы взаимодействия кварков с уменьшением расстояния было позднее названо *асимптотической свободой*. Возрастание константы взаимодействия с ростом расстояния давало надежду на объяснение явления исчезновения кварков (т. п. конфайнмента), проявляющегося в отсутствии свободных кварков (см. *Удержание цвета*). Напр., интенсивный рост взаимодействия между разлетающимися кварком (*q*) и антикварком ( $\bar{q}$ ), образовавшимися в процессе аннигиляции  $e^+e^-$  (рис. 1), приводит к рождению из вакуума кварк-антикварковых пар и обеспечиванию ими как разлетающихся кварка и антикварка, так и друг друга. В результате вместо *q* и  $\bar{q}$  наблюдаются две адронные струи, летящие в системе центра инерции в противоположных сторонах.

Решающим шагом к созданию КХД было установление свойства ослабления взаимодействия с уменьшением расстояния для класса калибровочных квантовых теорий поля (КТП), основанных на неабелевых группах симметрии. К их числу относятся и группа  $SU(3)$  преобразований в цветовом пространстве.

Основу КХД образуют три цветных состояния кваркового Дирака поля  $q^a(x)$  каждого аромата (*u, d, s, c, b, ...*) ( $x$  — точка пространства-времени,  $\alpha=1, 2, 3$  — цветовой индекс), преобразующихся друг через друга при преобразованиях в цветовом пространстве. Квантами полей являются цветные кварки. По своей структуре КХД напоминает *квантовую электродинамику* (КЭД), но имеет существен. отличия. Аналогично тому, как в КЭД электрич. заряд вследствие калибровочной симметрии порождает эл.-магн. поле, цветные кварки в КХД порождают восемь равночисленных цветных глюонных полей — векторных калибровочных полей Янга — Миллса (см. *Янг — Миллса поле*). Поскольку глюонные поля, в отличие от эл.-магнитного, несут цветовой заряд, они сами порождают глюонные поля и взаимодействуют друг с другом. Вследствие этого Ур-ние для глюонных полей (в отличие от *Максвелла уравнений* в вакууме) нелинейны. Квантами глюонного поля являются восемь *глюонов* (аналоги фотона в КЭД), имеющих нулевую массу покоя и спин 1. При испускании и поглощении глюонов кварки (и глюоны) могут менять свой цвет, но не меняют аромата. Указанные характерные особенности КХД находят экперим. подтверждения в многочисл. намеченных жестких процессах, а также в свойствах *кваркониес* — связанных состояниях тяжёлых кварков *c, b, ...* со своими антикварками (*c\bar{c}, b\bar{b}, ...*).

**Классическая хромодинамика.** Кварковые поля  $q^a(x)$  реализуют фунда. представление группы  $SU(3)_c$ . Ур-ние движения для кварковых полей, инвариантное относительно калибровочных преобразований, получается (как и в электродинамике) путём замены производной  $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial/\partial x_\mu$  ( $\mu=0, 1, 2, 3$ ) в Дирака уравнении для свободного волн на т. н. *ковариантную производную*

$$D_\mu = \partial_\mu + igB_\mu(x), \quad (1)$$

где *g* — константа цветового взаимодействия (используется система единиц  $\hbar=c=1$ ),  $B_\mu(x)$  — четырёхмерный векторный потенциал глюонного поля в точке *x*, каждая компонента к-рого представляет собой бессле-

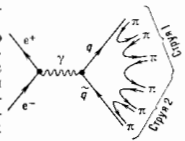


Рис. 1. Аннигиляция электрон-позитронной пары в две адронные струи в кварковой модели адронов.

довую ( $SpB_{\mu} = 0$ ) эрмитову матрицу  $3 \times 3$  в цветовом пространстве [реализует присоединённое представление группы  $SU(3)_c$ ], а  $I$  — единичная матрица в этом же пространстве.

Тензор напряжённости глюинового поля  $G_{\mu\nu}$  строится аналогично электродинамике, но с помощью ковариантной производной (1):

$$G_{\mu\nu} = \frac{1}{ig} [D_{\mu}, D_{\nu}] = \partial_{\mu} B_{\nu} - \partial_{\nu} B_{\mu} - ig [B_{\mu}, B_{\nu}] \quad (2)$$

(скобки  $[..., ...]$  означают коммутатор), т. е. он нелинейно выражается через потенциалы. Это приводит к нелинейным ур-ниям для глюиновых полей (т. н. Ян-гласа уравнениям), к-рые можно записать как

$$\partial_{\mu} G_{\mu\nu}(x) = - [j_{\mu\nu}^{(g)}(x) + j_{\mu\nu}^{(q)}(x)] \quad (3)$$

(здесь и ниже по дважды встречающемуся индексу предполагается суммирование); наряду с кварковым источником глюиновых полей — плотностью кваркового тока  $j_{\mu\nu}^{(q)}$  — они содержат плотность глюинового тока  $j_{\mu\nu}^{(g)} = -ig[B_{\mu}, G_{\mu\nu}]$ , нелинейно зависящую от глюиновых полей, не имеющую аналога в электродинамике (где компоненты эл.-магн. поля — ирреле, нематричные ф-ции от  $x$  и коммутатор обращается в нуль).

Интегралы  $Q = \int d^4x (j_{\mu\nu}^{(q)} + j_{\mu\nu}^{(g)})$  образуют матрицу аддитивного цветового заряда. В квантовой теории цветовыми зарядами, характеризующими состояние кварк-глюиновой системы, наз. собств. значения двух взаимно коммутирующих операторов атой матрицы. Их числовые величины определяются константой взаимодействия  $g$ . Соответствующая ур-ниям движения (3) плотность ф-ции Лагранжа в хромодинамике имеет вид

$$L = \sum_f \bar{q}_f(x) (i\gamma_{\mu} D_{\mu} - m_f) q_f(x) - \frac{1}{2} Sp(G_{\mu\nu} G_{\mu\nu}), \quad (4)$$

где  $\gamma_{\mu}$  — Дирака матрицы,  $q_f = (q_f^a)$  — кварковое поле Дирака аромата  $f$ , представляющее собой столбец в цветовом пространстве, а  $m_f$  — т. н. токовая масса кварка данного аромата (черта сверху означает дираковское сопряжение).

Матрицы  $B_{\mu}$ ,  $G_{\mu\nu}$  могут быть разложены по восьми генераторам группы  $SU(3)$  в фундам. представлении  $1/2 \lambda_{aB}$ , напр.

$$B_{\mu}^a = \frac{1}{2} \lambda_{aB}^a B_{\mu}^a, \quad a = 1, 2, \dots, 8, \quad (5)$$

где  $\lambda_{aB}^a$  — Гелл-Манна матрицы  $3 \times 3$ .

Квантование и диаграммы Фейнмана. Последоват. схемы квантования в КХД пока нет. Обычно используемое квантование кварковых и глюиновых полей проводится по *самостоятельности представления* для свободных полей, и в этом отношении оно формально не отличается от квантования в КЭД. Исно, однако, что такая операция в КХД незаконна из-за отсутствия свободных кварков и глюонов. Она приводит к неустойчивым инфракрасным расходимостям в теории возмущений. Устранение этого дефекта в аппарате теории и разработка непротиворечивой процедуры квантования, по-видимому, тесно связаны с неадекватным пока решением проблемы удержания пета.

Др. особенно квантования КХД — более сложный способ исключения нефизич. продольных полей потенциала  $B_{\mu}$  при использовании ковариантного условия калибровки  $\partial_{\mu} B_{\mu} = 0$ . В отличие от КЭД, где продольная часть поля  $\eta(x) = \partial_{\mu} A_{\mu}(x)$  подчиняется свободному ур-нию движения (т. е. соответствующие ей  $\eta$ -частицы не могут рождаться, если их не было в нач. состоянии), ур-ние для  $\eta$ -полей в КХД оказывается нелинейным и глюиное поле  $B_{\mu}$  может породить  $\eta$ -частицы. Для устранения их в нач. и конечном состояниях достаточно наложить на глюоны в этих

состояниях условие непервичности:  $\eta^{(a)} = \eta^{(b)} = 0$ . Однако это не устраняет  $\eta$ -частицы из вакуумных флуктуаций (глюиных петель), что приводит к нарушению условий унитарности.

Способ устранения нефизич. полей результативно сводит к введению дополнит. октета фиктивных скалярных полей  $\Phi(x)$  — т. н. полей Фаддеева — Попова *духов*, к-рые удовлетворяют тем же ур-нию, что и  $\eta$ -полю, но квантуются по Ферми — Дирака статистике (антикоммутируют). Это приводит к тому, что в соответствии с правилами Фейнмана (см. Фейнмана диаграммы) каждой замкнутой петле духов следует приписывать множитель  $-1$ . Т. о., на каждую  $\eta$ -петлю появляется  $\Phi$ -петля, к-рая её компенсирует. При строгом подходе, т. е. при квантовании *функционального интеграла методом*, поля духов появляются автоматически как следствие условий калибровки.

Существуют, однако, условия калибровки, при к-рых духи Фаддеева — Попова не появляются. К ним относят, напр., т. н. аксальные калибровки  $\eta_{\mu} B_{\mu} = 0$  (или  $B_{\mu} = 0$ ) и фокусная калибровка  $(x-x_{\Delta})_{\mu} B_{\mu}(x) = 0$ , где  $\eta_{\mu}$  — произвольный постоянный 4-вектор,  $x_{\Delta}$  — фиксированная точка пространства-времени. Проназатор глюона в этих калибровках оказывается релятивистски инвариантным, т. к. зависит от выбора либо  $\eta_{\mu}$ , либо  $x_{\Delta}$ . Однако в оканчат. выражениях для физических измеряемых величин эта зависимость пропадает.

Наиболее существен. отличие диаграмм Фейнмана теории возмущений в КХД (по сравнению с КЭД) — наличие в них (кроме кварк-глюиновой) вершин; рис. 2, а) трёхглюиновых, четырёхглюиновых и дух-глюиновых вершин (рис. 2, б, в, г, д). Правила Фейнмана позволяют вычислять любые процессы с участием кварков и глюонов. Однако, как и в КЭД, интегралы по виртуальным частицам оказываются бесконечными, расходящимися при больших или малых импульсах (*ультрафиолетовые расходимости* и ИК-расходимости).

ИК-расходимости фактически обходят тем, что при расчётах процессов с участием адронов всегда рассмат-

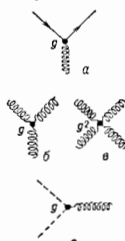


Рис. 2. Вершины диаграмм Фейнмана в КХД. Сплошные линии изображают кварки, спиральные — глюоны, пунктирные — духи Фаддеева — Попова;  $g$  — константа взаимодействия.

ривают кварк-глюиновые (партоновые) подпроцессы (см. ниже), происходящие на малых расстояниях (меньших размера адронов), т. е. к-л. образом регуляризованные (напр., обрезанные) в области малых импульсов (см. *Регуляризация расходимостей*). Зависимость же сечений подпроцесса от параметра ИК-регуляризации выделяется в виде сомножителей и включается в волновые ф-ции адронов, рассматриваемые как феноменологич. (невывислимые) элементы схемы (свойство факторизации; см. ниже).

Для борьбы с УФ-расходимостями применяются стандартные способы регуляризации и *перенормировки* в КТП (чаще всего т. н. размерной регуляризации, сохраняющей калибровочную симметрию). Напр., все УФ-расходимости в глюиновом саморегаторе тина рис. 3 собираются в константу перенормировки глюиновых полей. Точно так же расходимости в пронагаторах кварков и духов собираются в добавку к массе кварка (массы глюона и духа вследствие калибровочной инвариантности не перенормируются) и в константы перенормировки кваркового и духового полей, а расходимости вершинных частей кварк-глюиной, трёх- и четырёх-глюиной и дух-глюиной — в константы перенормировки заряда. Др. УФ-расходимостей КХД не содержит.

Для матричных элементов матрицы рассеяния все эти бесконечные множители собираются после перенормировки векторов состояний кварка и глюона в эфф. (токовую) массу кварка  $m_f(\mu^2)$  и эфф. константу взаимодействия  $g^2(\mu^2)$ , где  $\mu^2$  — лек-рый параметр размерности квадрата импульса, появившийся в результате регуляризации и перенормировки (напр., квадрат 4-импульса точки вычитания).

Характерной чертой перенормировочной процедуры в КХД является зависимость токовой массы кварков от  $\mu^2$ . Она связана с отсутствием выделенной точки вычитания для пропагаторов из-за предполагаемой ненаблюдаемости кварков как свободных частиц (т. е. с отсутствием полюсов у нулевой Ф-ции Грина кварков).

**Ренормализационная группа в асимптотическая свобода.**

Особую роль в КХД играет *ренормализационная группа* (ренормгруппа) ввиду того, что константа взаимодействия  $g^2(\mu^2)$  оказывается не очень малой (см. ниже), а члены  $[g^2(\mu^2) \ln(Q^2/\mu^2)]^n$  (где  $Q^2$  — квадрат характерной передачи 4-импульса), возникающие при вычислениях по теории возмущений, — достаточно большими и требующими суммирования, к-рое удобно выполнять с помощью аппарата ренормгруппы. *Инвариантный заряд* ренормгруппы  $\bar{g}^2(Q^2, \mu^2, g^2(\mu^2))$ , к-рый не зависит от выбора параметра нормировки  $\mu^2$ , определяет эфф. константу взаимодействия при квадрате переданного 4-импульса  $q^2 = -Q^2$ , или на расстоянии порядка  $1/Q$  (при определении инвариантного заряда можно исходить из любой вершинной части, соответствующей вершинам рис. 2). Его поведение целиком задается видом *бета-функции* ур-ний ренормгруппы и граничным условием  $g^2(Q^2 = \mu^2) = g^2(\mu^2)$ .

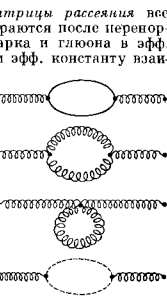
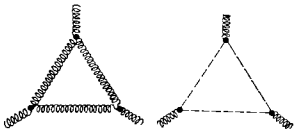


Рис. 3. Диаграммы радиационных поправок к глюонному пропагатору.

Рис. 4. Диаграммы радиационных поправок к трёхглюонной вершине (рис. 2, б).



В низшем порядке по теории возмущений  $\beta$ -функция (при использовании, напр., определения инвариантного заряда через трёхглюонную вершину) выражается через коэффициенты при  $-\ln Q^2$  вкладов диаграмм рис. 3, 4. При этом вклад первой из диаграмм рис. 3 водожелтен и пропорц. числу ароматов из кварков  $n_f$  (сейчас их открыто 5), а вклады каждой из остальных пропорц. числу цветов  $n_c (=3)$  и в сумме имеют отрицат. знак.

Точные вычисления дают для  $\beta$ -функции

$$\beta(g^2) = \frac{1}{3} (2n_f - 11n_c) \left(\frac{g^2}{4\pi}\right)^3,$$

а для эфф. константы взаимодействия — *эффективного заряда*  $\alpha_s$ :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{g^2(Q^2)}{4\pi} = \frac{12\pi\alpha_s(\mu^2)}{12\pi + (33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2) \ln(Q^2/\mu^2)} = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (6)$$

т. е., в отличие от КЭД, эфф. заряд уменьшается с ростом  $Q^2$  (если число ароматов  $n_f < 17$ ). Это уменьшение эфф. взаимодействия с уменьшением расстояния (ростом  $Q^2$ ) — наиб. характерная черта КХД.

Эфф. цветовой заряд цветного объекта (в отличие от эфф. электр. заряда) по мере приближения к нему стремится к нулю, т. е. объект становится асимптотически свободным (независимым). Это явление антиэкранировки заряда из-за *поляризации вакуума* в неабелевых калибровочных теориях поля было обнаружено в 1973 Д. Полдтгером (D. Politzer), а также Д. Гроссом (D. Gross) и Ф. Вильчеком (F. Wilczek) и является важнейшим свойством КХД. Оно позволяет использовать для анализа процессов с участием адронного аппарата теории возмущений с тем большей уверенностью, чем больше происходящие в них передачи импульсов, и тем самым рассчитывать характеристики адронных процессов, связанные с взаимодействием кварков и глюонов на малых расстояниях. Напр., при уменьшении расстояния от  $10^{-13}$  см до  $10^{-14}$  см эфф. константа падает почти на порядок. Заметим, что последнее выражение в (6) представляет собой явно ренорм-инвариантное, т. е. не зависящее от точки нормировки, выражение для эфф. заряда через фундамент. постоянную  $\Lambda$ , имеющую размерность импульса. Здесь проявилась ещё одна особенность КХД — появление фундамент. размерной постоянной в теории с безразмерной константой взаимодействия. Это явление было названо размерной трансмутацией. Оно связано с тем, что в КХД из-за удержания цвета невозможно создать статич. глюонные поля и поэтому нельзя поставить опыт Милликена (по определению отношения заряда к массе). По этой же причине в КХД неверны *низкоэнергетические теоремы*.

Числовое значение  $\Lambda$  в разл. схемах регуляризации будет разным; в наиб. распространённой схеме т. н. усечённой размерной регуляризации и её эквив. величина равна:  $\Lambda = 160(100)$  МэВ. С уменьшением  $Q^2$  эфф. заряд растёт и при  $Q^2 = \Lambda^2$  формально становится бесконечным. Однако гораздо раньше (при  $Q \ll 10\Lambda$ ) оказывается лекоррктным однопетельное приближение для Ф-ции  $\beta$ , на основе к-рого было получено выражение (6). Двухпетельное приближение позволяет продвинуться (с погрешностью  $\sim 10\%$ ) до  $Q \approx (3-5)\Lambda$  (т. е. до  $Q \approx 1$  ГэВ). Немного ниже удаётся продвинуться с помощью трёхпетельного приближения, но в этой области  $\alpha_s$  становится порядка 1 и разложенье для  $\beta$ , к-рое является асимптотич. рядом (см. *Асимптотическое разложение*), перестаёт быть эффективным.

Как отмечалось, широко распространена надежда связать рост эфф. заряда при увеличении расстояния с явлением удержания цвета, препятствующим выбиванию кварков и глюонов из адрона, однако какое-либо строгое доказательство этого положения пока отсутствует.

При получении выражения (6) предполагалось также, что передача импульса  $Q$  много больше удвоенной массы кварков всех ароматов. Более точные расчёты показывают, что в области, где  $Q$  много больше удвоенной массы лёгких кварков, но много меньше удвоенной массы тяжёлых (т. е.  $1 \text{ ГэВ}^2 \ll Q^2 \ll 40 \text{ ГэВ}^2$ ), вклады последних несущественны и  $n_f$  следует считать равным 3. Однако с ростом  $Q^2$  после перехода через порог возбуждения пары очарованных кварка-антикварка  $cc$  ( $Q^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$ )  $n_f$  становится равным 4, а затем ( $Q^2 > 100 \text{ ГэВ}^2$ ) и 5. Это приводит не только к увеличению эфф. заряда  $\alpha_s$ , но и к нек-рому замедлению его сведения с ростом  $Q^2$ .

КХД и адронные процессы. Естеств. областью применения теории возмущений КХД по эфф. заряду являются жёсткие процессы с участием адронов, т. е. высокоэнергетич. процессы с большими передачами импульса. Основу такого применения составляют к в а р кадронная дuality и сечений физ. процессов. Гипотеза кварк-адронной дуальности состоит в том, что любое цветное состояние с данными квантовыми числами можно представить либо как суперпозицию

адронных состояний, либо как суперпозицию кварк-глюонных состояний с теми же квантовыми числами. Эта гипотеза присутствует во всех приложениях КХД. Напр., полное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в адроны,  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ , зависит только от одной импульсной переменнoй — квадрата полной энергии пары  $Q^2$  в системе центра масс. Гипотеза о кварк-адронной дуальности позволяет приравнять его к сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow$  кварки + глюоны, а оптическая теорема — выразить его через мнимую часть полной ф-ции Грина фотона (рис. 5; волни-

$$G_{e^+e^- \rightarrow \text{адр}} \sim \text{Im} \left( \text{---} \text{---} \text{---} \right)$$

Рис. 5. Связь сечения аннигиляции  $e^+e^-$  с полной функцией Грина фотона.

стые линии изображают фотоны). Обычно это сечение записывают в виде

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) = \sigma_0 R [Q^2/\mu^2, \alpha_s(Q^2)],$$

где  $\sigma_0 = 4\pi\alpha^2/3Q^2$  — сечение аннигиляции пары  $e^+e^-$  в пару  $\mu^+\mu^-$ , рассчитываемое по КХД,  $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$  ( $e$  — элементарный электрический заряд), а  $R$  — пер-кар безразмерная ф-ция. Согласно ренормализат. инвариантности, эта ф-ция, как и сечение, не зависит от выбора нормировки  $\mu^2$ . Положив  $\mu^2 = Q^2$ , получим

$$R(Q^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)) = R(1, \alpha_s(Q^2)), \quad (7)$$

где при достаточно больших  $Q^2$  благодаря свойству асимптотич. свободы можно пользоваться теорией возмущений по  $\alpha_s$ . Вычисления в двухпетлевом приближении (рис. 6) дают

$$R = \sum_q e_q^2 [1 + \alpha_s(Q^2)/\pi + \dots], \quad (8)$$

где суммирование производится по всем цветам и ароматам квадратов зарядов кварков ( $e_q$  — заряд кварка в единицах  $e$ ), а  $\alpha_s(Q^2)$  определяется ф-лой (6). Т. о., отношение  $R$  должно логарифмически приближаться к

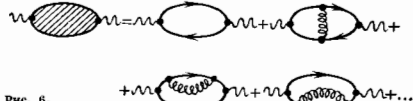


Рис. 6.

своему партонному пределу (т. е. к сумме квадратов зарядов всех кварков всех цветов). Изменение  $R$  с  $Q^2$  оказывается, однако, настолько медленным [1—2% при  $Q^2 \approx (100—1000) \text{ ГэВ}^2$ ], что обнаружить его при достигнутой точности эксперим. данных практически невозможно.

В выражении (8) отброшены не только поправки к более высоким степеням  $\alpha_s(Q^2)$ , но и степенные поправки типа  $(1/Q^2)^n$ . Они возникают в тех случаях, когда большой импульс  $Q$  распределяется не по всем виртуальным линиям фейнмановских диаграмм равномерно (и виртуальность каждой из них велика), а «обходит» к.л. из них (на рис. 7 они изображены заштрихованными блоками). Малый квадрат виртуального импульса соответствующей линии не позволяет воспользоваться теорией возмущений для вычисления её пропагатора. Вклады таких диаграмм оказываются пропорц. вакуумным средним значениям глюонных и кварковых полей:  $\langle 0 | G_{\mu\nu}^2 | 0 \rangle$  и  $\langle 0 | \bar{q}_f(0) q_f(0) | 0 \rangle$  (где  $|0\rangle$  — вектор состояния вакуума, обусловленным глюонным и кварковым конденсатами в вакууме (см. Вакуумный конденсат), к-рые рассматриваются

как феноменологич. параметры схемы, т. е. подбираются в к.-л. одном эксперименте, а затем используются в других. В принципе они могут быть вычислены методами, не использующими теорию возмущений [напр., методом вычисления на решётке (см. ниже)]. Т. к. эти параметры размерны ( $[G_{\mu\nu}^2] = \text{см}^{-2}$ ,  $[q] = \text{см}^{-3/2}$ ), то для компенсации размерностей они должны входить в поправочные слагаемые с множителями  $Q^{-4}$  и  $Q^{-6}$  (в поправку, как правило, входит квадрат вакуумного конденсата кварковых полей).

Используемый обычно метод учёта наиболее существенных поправок в простейшем случае состоит в применении т. н. правил сумм КХД, к-рые утверждают равенство сечений с участием адрона и сечений с участием кварк-глюонных токов с теми же квантовыми числами, усреднённых с нек-рым весом по интервалу квадрата масс  $0 < Q^2 < Q_0^2$ , включающему данный адрон (т. н. и интервал дуальности). Характерная величина интервала дуальности  $Q_0$  определяется взаимодействием с вакуумным кварковым и глюонным конденсатами и по порядку величины представляет собой характерное расстояние между соседними резонансами с одинаковыми квантовыми числами (спином, чётностью, изотонич. спином и др.). Это даёт возможность выразить через вакуумные ср. массы и ширины низколежащих резонансов [4], напр. протона,  $\rho$ -мезона (см. ниже).

Характерным свойством сечения аннигиляции, к-рое позволило непосредственно использовать теорию возмущений, была зависимость лишь от одной большой импульсной переменнoй  $Q^2$ . В др. высокоэнергетич. процессах, кроме группы больших импульсных переменных  $Q_1^2, \dots, Q_k^2 \approx m^2 + 1 \text{ ГэВ}^2$  ( $m$  — масса нуклона), имеются, как правило, и группа малых переменных  $p_1^2, \dots, p_n^2 \approx m^2$  (напр., массы нач. и конечных регистрируемых адронов), к-рые, в отличие от случая ан-

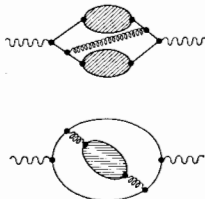


Рис. 7.

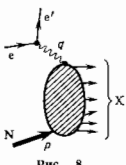


Рис. 8.

нигиляции, не дают возможности перевести всю зависимость от больших переменных  $Q^2$  в эфф. заряд  $\alpha_s(Q^2)$ . Так, структурные ф-ции глубоко неупругого рассеяния ледтона  $l$  на нуклоне,  $l + N \rightarrow l' + X$ , кроме зависимости от большого квадрата передачаи 4-импульса ледтоном  $q^2 = -Q^2$ , где  $q$  — 4-импульс виртуального фотона, и произведения  $2pq$ , связанного с квадратом полной энергии нерегистрируемых адронов  $X$  в системе их центра масс (рис. 8), зависят также и от массы нуклона,  $p^2 = m^2$  ( $p$  — 4-импульс нуклона):

$$F[Q^2/2pq, Q^2/\mu^2, m^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)].$$

Поэтому выбор  $\mu^2 = Q^2$  оставляет зависимость от малого отношения  $m^2/Q^2$ , к-ран оказывается сингулярной (т. е. при вычислениях на теории возмущений появляются степени больших логарифмов  $\ln(Q^2/m^2)$ ).

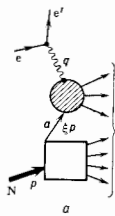
В ряде случаев (в т. ч. для жёстких процессов) эту трудность удаётся преодолеть с помощью операторного разложения (или используя т. н. свойства а факторизации), к-рое доказано в любом порядке теории возмущений. Из свойств факторизации следует, что сечение жёсткого процесса асимптотически, при

$Q^2 \rightarrow \infty$  (с точностью до поправки  $O(1/Q^2)$ ), представимо в виде (см., напр., [5], [6])

$$d\sigma(Q^2, p^2) = \int_0^1 \prod_{i=1}^n \frac{d\xi_i}{\xi_i} f_i(\xi_i, p_i^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)) \times \\ \times d\sigma_{\text{нартр}}(Q^2, \xi_1, \dots, \xi_n, \mu^2, \alpha_s(\mu^2)) + O(1/Q^2), \quad (9)$$

в  $K$ -ром зависимости от больших и малых переменных разделены (здесь  $Q, p$  — соответственно совокупности переменных  $Q_i, p_i$ ; а  $\xi_i$  — доля полного 4-импульса  $p$  соответствующего адрона). При этом каждому регистрируемому в процессе адрону или струе адронов  $i$  отвечает своя  $f_i$ - $\phi$ -ция,  $K$ -рай не зависит от вида процесса и имеет смысл либо  $\phi$ -ции распределения нартронов (кварков, антикварков и глюонов) в адроне по долям  $\xi_i$  полного 4-импульса соответствующего адрона (для входящих адронов), либо  $\phi$ -ции фрагментации нартрона в выходящие адроны. Они определяют взаимодействие составляющих адрон кварков (антикварков) и глюонов на больших расстояниях, не вычисляемые по теории возмущений и составляют феноменологич. элемент схемы. Величина  $d\sigma_{\text{нартр}}$  представляет собой сечение нартронного подпроцесса с 4-импульсами нартронов, равными  $\xi_i p_i$ ; или  $p_i/\xi_i$  соответственно для входящих и выходящих нартронов, и большими передачами импульса, т. е. подпроцесса, происходящего на малых расстояниях. Ввиду зависимости сечения подпроцесса только от больших переменных  $Q_i^2$  и  $\mu^2$  (также может быть выбрана большой) для его вычисления можно воспользоваться теорией возмущений. Напр., сечение глубоко неупругого рассеяния лептона на нуклоне даётся суммой произведения распределения  $f_{N/a}(\xi)$  для каждого сорта нартронов  $a$  в нуклоне по долям импульса  $\xi$  и сечения рассеяния лептона на этом нартроне (рис. 9, а). Разложение последнего в ряд по  $\alpha_s$  соответствует учёту унитарного рассеяния на точечном (заряд.) нартроне (рис. 9, б) и последоват. учёту поправки за счёт искушения глюоны (рис. 9, в), неточности кварка (рис. 9, г), а также рождения кварк-антикварковых пар.

Выражение (9) отличается от соответствующего выражения нартронной модели зависимостью  $\phi$ -ции распре-



делении от параметра  $\mu^2$ ,  $K$ -рый одновременно играет роль параметра нормировки и параметра границы между малыми и большими импульсами (большими и малыми расстояниями). Однако сечение процесса не должно зависеть от выбора параметра  $\mu^2$ , так что знание зависимости  $d\sigma_{\text{нартр}}$  от  $\mu^2$  (из теории возмущений) позволяет найти зависимость  $\phi$ -ции распределения от  $\mu^2$ . Наиб. простой вид эта зависимость имеет для т. н. моментов  $\phi$ -ции распределения:

$$M_n^{(a)}(p^2/\mu^2) = \int_0^1 d\xi \xi^{n-1} f_a(\xi, p^2/\mu^2), \quad (10)$$

где  $n$  — номер момента. Она определяется уравнением ренормализационной группы (выражающей независимость сечения от  $\mu^2$ ) и величиной *аномальной размерности*  $\gamma_n(\alpha_s)$  момента функции распределения,  $K$ -рай, как отмечалось, может быть вычислена из теории возмущений.

В общем случае  $\gamma_n$  является матрицей  $2 \times 2$ , связывающей кварковые и глюонные  $\phi$ -ции распределения, однако в тех случаях, когда по квантовым числам участие глю-

онных нартронов невозможно [т. н. не синглетный канал], зависящий от разности  $\phi$ -ции распределения кварков и антикварков (см. *Нартроны*), напр. для  $\phi$ -ции распределения валентных кварков,  $\gamma_n$  — членован  $\phi$ -ция от  $\alpha_s$ .

Обычно параметр  $\mu^2$  в выражении (9) выбирается равным  $K$ -л. из больших переменных  $Q^2$ . В этом случае КХД приводит к модифицированной нартронной модели с зависящими от  $Q^2$   $\phi$ -циями распределения, а в дифференц. сечении нартронного подпроцесса зависимость от  $Q^2$  входит не только через сомножитель  $1/Q^2$ , определяющий размерность этого сечения (т. н. *кваркового счёта правила*), но и через эфф. заряд  $\alpha_s(Q^2)$ . Напр., для несиглетных ( $NS$ )  $\phi$ -ций распределения валентных кварков в нынешнем порядке теории возмущений для  $\gamma_n$  зависимость моментов от  $Q^2$  имеет вид

$$M_n^{(NS)}(Q^2) = M_n^{(NS)}(Q_0^2) \left[ \frac{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} \right]^{d_n}, \quad (11)$$

где  $Q_0$  — нек-рое фиксированное значение  $Q$ , а величина  $d_n$  отрицательна при  $n < 1$ , положительна при  $n > 1$  и равна нулю при  $n = 1$ , т. е. с ростом  $Q$  высокие моменты убывают, малые растут, а  $M_1^{(NS)}(Q^2)$  остаётся неизменным:

$$\int_0^1 d\xi \sum_q [f_q(\xi, Q^2) - f_{\bar{q}}(\xi, Q^2)] = \text{числу валентных кварков,}$$

т. е. кварков, определяющих аддитивные квантовые числа адрона, такие, как заряд, барионное число и др., и справедливо в любом порядке теории возмущений ( $f_q, f_{\bar{q}}$  —  $\phi$ -ции распределения кварков и антикварков в адроне). В синглетном канале ( $S$ ) подобным свойством обладает

$$M_2^{(S)}(Q^2) = \int_0^1 d\xi \xi \left\{ \sum_q [f_q(\xi, Q^2) + f_{\bar{q}}(\xi, Q^2)] + f_G(\xi, Q^2) \right\} = 1,$$

где  $f_G$  —  $\phi$ -ция распределения глюонов в адроне, что выражает равенство полного импульса адрона сумме импульсов всех его нартронов. Это означает, что сами  $\phi$ -ции распределения растут с ростом  $Q^2$  при малых значениях  $\xi \ll 1$  и падают в области  $\xi \approx 1$ .

**Экспериментальный статус КХД.** Т. о., КХД предсказывает специфич. отклонения от ливневой нартронной модели и правил кваркового счёта, связанные с зависимостью как эфф. заряда  $\alpha_s$ , так и  $\phi$ -ции распределения и фрагментации нартронов от большой импульсной переменн. Качеств. проявление этих эффектов наблюдается во мн. жёстких процессах с участием адронов. Прежде всего это процессы глубоко неупругого рас-

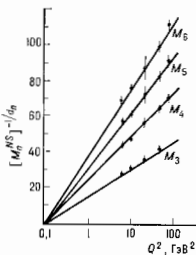


Рис. 10. Зависимость моментов  $M_n^{(NS)}$  несиглетной структурной функции  $F_n$  от квадрата несреднего импульса  $Q^2$ .

сеяния лептонов на нуклонах, где наблюдается заметное отклонение от скейлинга Бёркена (см. *Масштабная инвариантность*), связанное с зависимостью  $\phi$ -ции распределения от  $Q^2$ . В качестве одного из многочисл. примеров на рис. 10 представлены эксперим. данные по измерению моментов  $M_n^{(NS)}(Q^2)$  в процессе глубоко неупругого рассеяния нейтрино. Величины  $[M_n^{(NS)}]^{-1/d_n}$



в КХД должны быть пропорц.  $\ln(Q^2/\Lambda^2)$ , как видно из выражения (11). Точка пересечения прямых с осью  $Q^2$  определяет величину  $\Lambda^2$  (для скелипта Бёркена эти прямые должны быть горизонтальными).

Отклонения от нравил кваркового счёта, предсказываемые КХД, наблюдаются также в процессах рождения в адронных соударениях пар  $\mu^+ \mu^-$  с большой инвариантной массой,  $M_{\mu^+ \mu^-}^2 = (k_{\mu^+} + k_{\mu^-})^2$ , где  $k_{\mu^+}$ ,  $k_{\mu^-}$  — 4-импульсы мюонов, а также в *инклюзивных процессах* рождения пионов и фотонов с большим поперечным (по отношению к оси соударения нач. адронов) импульсом  $k_T$  (рис. 11;  $k_T$  и  $k$  — энергия и импульс фотона). Эти отклонения вызваны не только зависимостью от  $k_T$  ф-ий распределения, но и зависимостью  $\alpha_s(k_T)$  (пунктирная кривая на рис. 11 отвечала бы пост. величине  $\alpha_s$ ).

Большая работа была проведена по расчётам в

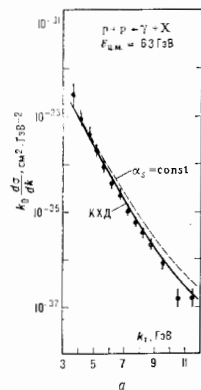


рис. 11. Зависимость (а) сечения рождения фотона в процессе  $p + p \rightarrow \gamma + X$  от поперечного импульса  $k_T$ . Диаграмма (б) изображает механизм этого процесса в КХД.

КХД ширины адронных распадов и расщепления уроней в кварковых (напр., по вычислению разности масс  $\Upsilon$ - и  $\psi$ - $\psi'$ , а также  $J/\psi$ - и  $\psi_c$ -мезонов). Эти системы играют для проверки КХД такую же роль, как атом водорода для квантовой механики в период её становления. Здесь также наблюдается непохоже количество, согласно теоретич. расчётов с экспериментом (особенно с учётом глюонных радиат. поправок). Особо следует отметить распад тяжёлой  $\Upsilon$ -частицы в адроны. Согласно КХД, этот процесс идёт через аннигиляцию пары  $b\bar{b}$  в три глюона, превращающихся затем в три адронные струи (рис. 12).

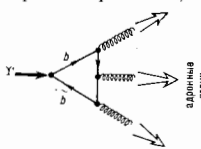


рис. 12. Распад  $\Upsilon$ -частицы в три адронные струи.

в процессе аннигиляции  $e^+e^-$  в три струи (рис. 13), а также в корреляциях между вторичными частицами, сопровождающими рождение адрона с большим поперечным импульсом в адрон-адронных соударениях. В последнем процессе наблюдается проявление ещё одного характерного элемента КХД — прямого глюон-глюонного взаимодействия. Оно сказывается в большом росте сечения процесса с ростом энергий (в системе центра масс)  $E_{CM}$ , при фиксированном  $k_T$  (рис. 14), а также в сравнительно большой величине отношения сечений рождения в протон-протонных столкновениях  $K^-$ - и  $\lambda^-$ -мезонов с большими поперечными импульсами

(в отсутствие глюон-глюонного рассеяния  $K^-$ -мезоны могли бы рождаться только за счёт т. н. морских кварков-антикварков  $s$  и  $\bar{s}$ , кол-во к-рых незначительно). Убывание эфф. заряда  $\alpha_s(Q)$  с ростом  $Q$ , полученное из процесса аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow 3$  струи, показано на

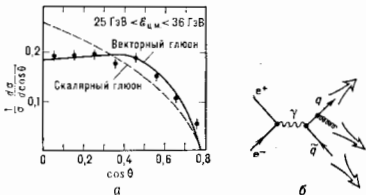


рис. 13. График (а) углового распределения струй в событиях трёхструйной аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны. Диаграмма (б) изображает механизм этого процесса в КХД.  $\theta$  — угол между струями с наибольшим и следующим по величине суммарными импульсами (в системе отсчёта, в которой струи с наибольшим и наименьшим импульсами летят в противоположные стороны). Сплошная и пунктирная линии — теоретические предсказания для векторного и скалярного глюонов.

рис. 15. Т. о., осн. качеств. особенности КХД — векторный характер глюонов, глюон-глюонное взаимодействие и асимптотич. свобода — находят подтверждение в эксперименте, хотя убывание эфф. заряда  $\alpha_s(Q)$  с ро-

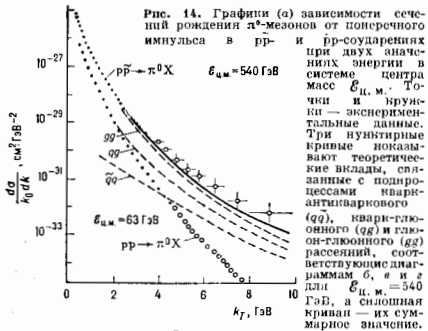


рис. 14. График (а) зависимости сечений рождения  $\rho$ -мезонов от поперечного импульса в  $p\bar{p}$ - и  $p\bar{p}$ -соударениях при двух значениях энергии в системе центра масс  $E_{CM}$  (см. текст). Точка и кривки — экспериментальные данные. Три пунктирные кривые показывают теоретические вклады, связанные с подпроцессами кварк-антикваркового ( $q\bar{q}$ ), кварк-глюонного ( $qg$ ) и глюон-глюонного ( $gg$ ) рассеяния, соответствующие диаграммам б, в и г для  $E_{CM} = 340$  ГэВ, а сплошная кривая — их суммарное значение.

стом  $Q$  нельзя пока считать достаточно чётко установленным.

Следует также отметить, что извлекаемый из разных измерений параметр  $\Lambda_{MS}$  оказывается различным (рис. 16) (значок  $\overline{MS}$  указывает на усечённую схему размерной регуляризации). Его среднее значение составляет 160(100) МэВ; наб. точное значение 120(45) МэВ получено из ширины уроней  $\Upsilon$ -мезонов. Кроме того, эксперим. значения сечений многих процессов (напр., рождения мюонных пар или частиц с большим поперечным импульсом) получаются в 2—2,5 раза большими (т. н.  $K$ -фактор) теоретич. предсказаний, основанных на партонных подпроцессах в низшем порядке теории возмущений КХД. Эти расхождения свя-

заны с достаточно большой величиной поправок высших порядков по  $\alpha_s$ .

Действительно, хотя размеры величины не зависят от выбора параметра  $\mu^2$ , скорость убывания поправок по  $\alpha_s$  с ростом порядка (а следовательно, и

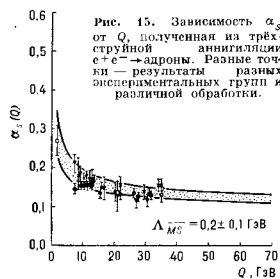


Рис. 15. Зависимость  $\alpha_s$  от  $Q$ , полученная из трёхструйной аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. Разные точки — результаты разных экспериментальных групп и различной обработки.

величина первых членов ряда) оказывается существенно различной при не очень малых значениях  $\alpha_s$ . Но т. к.  $\mu^2$  входит в  $\alpha_s$  только в виде отношения  $\mu^2/\Lambda^2$ , безусловный выбор  $\mu^2$  в каждом конкретном процессе компенсируется изменением параметра  $\Lambda$ . В частности, выбором  $\mu^2$  можно вообще обратить первую поправку в нуль, что, однако, не гарантирует малую величину след. поправок. Аналогичная ситуация наблюдается и в КХД, но там она практически неосознаема из-за малой величины  $\alpha$  и практически постоянного значения эфф. заряда.



Рис. 16. Величины параметра  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , полученные из разных экспериментов.

ведения сечений процессов в доступной области передачу импульса (напр., в уругих адронных процессах с большими передачами импульса). Наиб. широкое распространение здесь получил метод учёта таких поправок с помощью правил сумм КХД. В частности, была проведена большая работа по вычислению масс и констант взаимодействия адронов. Полученные значения в пределах 20% согласуются с экспериментом. Напр., вычисл. масса  $\rho$ -мезона составила 770 МэВ (эксперим. значение:  $m_\rho = 780$  МэВ), а масса протона  $m_p \approx 1$  ГэВ (вместо 0,939 ГэВ). В качестве др. примера на рис. 17 показано сравнение с эксперим. данными полученного с помощью правил сумм фактора иона.

Во 2-й пол. 70-х гг. в КХД начали развиваться т. н. пертурбативные методы вычисления, не связанные с разложением по константе взаимодействия. К ним относятся, напр., метод *инстантонов*, основанный на разложении ур-ний КХД в малой окрестности классич. аналогичных решений и представляющий собой част. случай квазиклассич. приближения в квантовой механике. Особенно широкое развитие получило применение в КХД числ. методов, основанных на замене непрерывного пространства-времени на дискретную решётку, функциональных интегралов (представляющих собой

наблюдаемые физ. величины) — на многократные интегрирования и вычисления последних на ЭВМ с помощью *Монте-Карло метода* (см. *Решётки метод* в КТП). Это пока единств. регулярный метод, позволяющий выйти за рамки теории возмущений. Найденные таким способом параметры мн. элементарных частиц (массы, константы распадов, магн. моменты) в пределах достигнутой точности вычислений  $\approx 50\%$  (лимитируемой мощностью совр. ЭВМ) согласуются с экспериментальными. Однако, по всей вероятности, числ. методов в КХД принадлежит большое будущее.

Т. о., КХД в настоящее время обещает хорошее

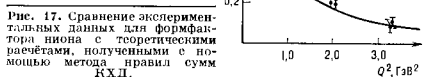


Рис. 17. Сравнение экспериментальных данных для фактора иона с теоретическими расчётами, полученными с помощью метода правил сумм КХД.

полуколичественное, а в нек-рых случаях и количеств. объяснение характерных особенностей широкого круга высокоэнергетич. процессов с участием адронов. Безусловно, принципиальное значение для дальнейшей проверки и утверждения в качестве теории сильного взаимодействия имеют вычисление высших поправок и предельные эксперименты при максимально высоких энергиях. Однако наиб. острой остаётся проблема удержания цвета в КХД, связанная с отсутствием свободных кварков и глюонов и бесцветностью адронных состояний. Каким будет решение этой проблемы — «ИК-удержание», обусловленное ростом эфф. заряда при разделении двух цветных объектов и антикварк-кварк цветов за счёт рождения из вакуума кварк-антикварковых пар, превращающих дальнедействующие силы между кварками (из-за обмена безмассовыми глюонами) в короткодействующие ядерные силы между адронами, или перестройка вакуума из-за конденсации ИК глюонных полей — пока не ясно. Но каково было бы оно, КХД в настоящее время, как и теория *электрослабого взаимодействия*, представляет собой ступень в направлении создания *единой теории поля*, объединяющей взаимодействия элементарных частиц (см. *Великое объединение, Суперсимметрия*).

Лит.: Вайнштейн А. И. и др. Чармоний и квантовая хромодинамика, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию глюонных полей, Изд. М., 1988; Ефремов А. В., Радужкин А. В., Теоретико-нолевой подход к процессам с большой передачей импульса, «ТМФ», 1980, т. 44, с. 17, 157, 327; Вольга А. А., Asymptotic freedom in Regge-like processes in the leading order approximation, «Nucl. Mod. Phys.», 1980, v. 52, p. 199; Mueller G. A. H., Perturbative QCD at high energies, «Phys. Repts.», 1981, v. 73, p. 237; Андреев И. В., Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях, М., 1981; Вайнштейн А. И. и др., Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс, «ФЧЯ», 1982, т. 13, с. 542; Altarelli G., Partons in quantum chromodynamics, «Phys. Repts.», 1982, v. 81, p. 129; Радужкин А. В., Анализ жестких некалоновых процессов в квантовой хромодинамике, «ФЧЯ», 1983, т. 14, с. 58; Володина М. Б., Тер-Мартirosyan K. A., Теория излучательных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984; Ивлюков Я. Ф., Квантовая хромодинамика. Введение в теорию кварков и глюонов, пер. с англ., М., 1986.

**КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА (КЭД)** — раздел квантовой теории поля (КТП), в к-ром описывается эл.-магн. взаимодействие. В более узком значении — квантовая теория взаимодействия эл.-магн. поля Максвелла и электрон-позитронного Дирака поля (часто называемая также спиновой электродинамикой). Именно в этом более узком значении термин «КЭД» употребляется чаще.

Исторически КЭД была первым чётко сформулированным разделом КТП. Она сложилась в кон. 20-х гг.

на базе квантовой теории излучения и квантовой теории спинного поля Дирака.

В основе совр. формулировки КЭД лежит модель, содержащая два взаимодействующих между собой релятивистских поля. Эл.-магн. поле характеризуется действительными четырёхмерным векторным потенциалом  $A_\mu(x)$  ( $\mu=0, 1, 2, 3$ ;  $x$  — пространственно-временная точка),  $k$ -рмй с фронтальной стороны может рассматриваться как простейшее (абелево) калибровочное поле. Поле Дирака описывается комплексными лоренцевым спинором  $\psi_\alpha(x)$ ,  $\bar{\psi}_\beta(x)$  ( $\alpha, \beta=1, 2, 3, 4$ ) [что на д  $\psi$  означает дираковское сопряжение].

Лагранжиан взаимодействия КЭД

$$L(x) = -e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)A_\mu(x) - j^\mu(x)A_\mu(x) \quad (1)$$

(где  $e$  — заряд электрона,  $\gamma^\mu$  — Дирака матрицы,  $j^\mu(x)$  — 4-вектор электрон-позитронного тока) может быть получен заменой обычной производной по ковариантной производной в лагранжиане свободного поля Дирака. Как видно, лагранжиан представляет собой выражение вида произведения (ток)  $\times$  (потенциал). В качестве констант взаимодействия (константы связи) выступают эл. заряд  $e$ .

Квантование системы полей  $A, \psi, \bar{\psi}$  взаимодействующих в соответствии с лагранжианом (1), приводит к КЭД. При этом поле Максвелла  $A$  квантуется по Бозе — Эйнштейну, а поле Дирака  $\psi, \bar{\psi}$  — по Ферми — Дираку (см. *Перестановочные соотношения*). Согласно общим положениям КТП, поля  $A, \psi, \bar{\psi}$  после квантования становятся операторами, удовлетворяющими определ. перестановочным соотношениям и действующими на вектор состояния системы. Эти операторы удовлетворяют также связанной системе дифференциальных ур-ий,  $k$ -рые вместе с ур-ием Шрёдингера для вектора состояния образуют систему ур-ий движения КЭД.

Специфика квантования в КЭД связана с тем, что эл.-магн. поле описывается не векторами напряжённости электрич. ( $E$ ) и магн. ( $H$ ) полей (ср. значения  $k$ -рых являются физически наблюдаемыми величинами), а потенциалом  $A_\mu$ , содержащим избыточные — продольные и временные — степени свободы. Для исключения соответствующих «лишних» динамик, перенных при классич. рассмотрении обычно накладывают на  $A_\mu$  те или иные дополнит. условия (напр., условие Лоренца  $\partial^\mu A_\mu = 0$ ). Другими словами, выбор в качестве динамик, перенных четырёх компонент потенциала приводит к тому, что эл.-магн. поле оказывается представленным в виде системы св. связей. Для квантования таких систем может быть использован разработанный в 1965 П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac) формализм (т. н. обобщённая гамилтонова динамика). В рассматриваемом случае наряду с ней употребляются также спец. процедуру квантование по Гунте — Блейлеру; С. Н. Гупта (S. N. Gupta), К. Бейслер (K. Bleuler), 1950], сводящуюся к исключению из полной системы допустимых состояний тех состояний,  $k$ -рые содержат продольные и (или) временные фотоны.

Поскольку система ур-ий движения КЭД не допускает точного решения, её решают приближённо методом теории возмущений но имеющему малую безразмерному параметру  $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ , характеризующему интенсивность процессов эл.-магн. взаимодействия в являемому тонкой структуре состоянии.

Как правило, вычисляют амплитуды вероятностей перехода систем, состоящих из электронов, позитронов, фотонов (и нек-рых других заряд. частиц, напр. мюонов, кварков, протонов), из одного — начального — состояния в другое — конечное. Такие амплитуды представляются матричными элементами  $M$  матрицы

рассеяния и вычисляются в виде разложения по степеням  $\alpha$ .

Уже первые попытки приложения КЭД к реальным процессам (напр., к комптоновскому рассеянию фотонов на электронах или к *меллеровскому* рассеянию электронов) привели к парадоксальным результатам. Наиболее приближённое для матричного элемента  $M \sim \alpha$  (фактически не использующее представления о квантовом характере поля Дирака и потому эквивалентное квантовой теории излучения) приводило к выражениям (напр., к *Клейна — Нишимы формуле*), находящимся в хоршем количеств. согласии с опытом. Относит. погрешность составляла величину порядка  $\alpha$ , ностому появилась необходимость учёта высших членов теории возмущений. Эти члены — т. н. *радиационные поправки* — соответствуют вкладом от таких переходов,  $k$ -рые в промежуточных состояниях содержат дополнит. виртуальные частицы — виртуальные фотоны, электроны и позитроны. Оказалось, однако, что соответствующие матричные элементы, представляемые интегралами по 4-импульсам виртуальных частиц, как правило, расходятся в УФ-области (см. *Ультрavioletовая расходимость*) и поэтому не могут быть вычислены. Проблема УФ-расходимостей в течение мн. лет препятствовала вычислению радиац. поправок в КЭД и развитию КТП в целом.

Проблема была решена в 2-й пол. 40-х гг. в рамках вновь созданной ковариантной формулировки квантовой теории возмущений на основе физ. идеи о *перенормировках*. В основе метода перенормировок лежит тот факт, что в КЭД все УФ-бесконечности могут быть представлены в виде вкладов, перенормирующихся характеристики электрона — его массу  $m$  и заряд  $e$ . Бесконечный характер таких перенормировок не приводит к физ. противоречиям вследствие ненаблюдаемости перенормирующихся, «голых», значений  $m_0$  и  $e_0$ .

Исторически первой усложнённой демонстрацией плодотворности идеи об устранении УФ-расходимостей с помощью бесконечных перенормировок была работа Х. Бете (H. A. Bethe; 1947) по перелитивистскому расчёту *меллеровского* сдвига уровней в атоме водорода. Ковариантная теория возмущений [С. Томонага (S. Tomonaga), Э. Швингер (J. Schwinger), Р. Фейнман (R. Ph. Feynman), 1946—49] позволила создать регулярный метод устранения расходимостей в КЭД и вычислить низшие радиац. поправки к осн. эффектам, напр. к магн. моменту электрона. В 1-й пол. 50-х гг. была разработана [Ф. Дайсон (F. J. Dyson), А. Салам (A. Salam), Н. Н. Боголюбов и др.] общая теория перенормировок и для класса перенормируемых взаимодействий нострона *перенормированная теория возмущений*.

Основой практич. вычислений в КЭД являются т. н. правила Фейнмана (см. *Фейнмана диаграммы*). Согласно этим правилам, для вычисления матричного элемента  $k$ -л. процесса в данном фиксированном порядке теории возмущений следует составить полный набор диаграмм Фейнмана этого порядка и затем с каждой из диаграмм по нек-рым правилам соответствен. сопоставить определ. выражение; сумма этих выражений и образует вклад данного порядка в матрич. элемент. Общая теория перенормировок позволяет избавиться от всех УФ-расходимостей в матричных элементах и получить конечные однозначные результаты в произвольных, в принципе сколь угодно высоких порядках по степеням  $\alpha$ . Конечные вклады высших порядков можно представить в виде несингулярных многократных интегралов по нек-рым числовым параметрам. Эти параметрич. интегралы в простейших случаях вычисляются аналитически, а в более сложных — численно.

Кроме УФ-расходимостей, радиац. поправки к процессам с участием заряд. частиц обладают также *инфракрасными расходимостями* (связанными, в конечном счёте, с дальнедействующим характером эл.-магн. взаи-

действия). Однако ИК-расходимости отсутствуют в сечении *вынужденных процессов*, в к-ром произведено суммирование вероятностей переходов в состоянии с произвольным числом «мягких» фотонов (экспериментально такие состояния нельзя отличить от исходного из-за ковейной разрешающей способности регистрирующих приборов).

Предсказательная сила КЭД может быть проиллюстрирована на примере вычисления радиац. поправок к *аномальному магнитному моменту* электрона. Общее выражение для магн. момента записывается в виде

$$\mu = \mu_B (1 + a), \quad a = a_1 \frac{\alpha}{\pi} + a_2 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + a_3 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + \dots \quad (2)$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора, а члены, пропорциональные степеням  $\alpha$ , обязаны своим происхождением радиац. поправкам  $\alpha$ , и в сумме образуют аномальный магн. момент  $\mu_B a$ . Первая поправка  $a = 1/2\pi$ , соответствующая одной одноклеточной диаграмме, была вычислена Ю. Швингером в 1948. Для вычисления след. вклада необходим учет пяти двухпетлевых диаграмм (изображенных на рис. к ст. *Вершинная часть*). Результат, имеющий аналитич. вид и приближённо равный

$$a_2 = 0,328479, \quad (3)$$

был получен в кон. 50-х гг.

Для определения  $a_3$  следует вычислить вклады, отвечающие сорока различным трёхпетлевым диаграммам. Аналитич. расчёт практически невозможно выполнить вручную, настолько параметрич. интегралы оказываются 7-кратными. Вследствие этого прибегают к приближённым числ. расчётам на ЭВМ. Первый результат, полученный в 1971, содержал значит. неопределённость:  $a_3 = 1,49(25)$ , связанную с ошибками числ. счёта. В течение последующего десятилетия благодаря использованию ЭВМ для проведения аналитич. вычислений удалось аналитически рассчитать до конца 30 из 40 трёхпетлевых диаграмм, что привело к существ. повышению точности. Результат на 1983:

$$a_3 = 1,1765(13). \quad (4)$$

При достигнутом уровне точности становится важной погрешность эксперим. значения  $\alpha$ . Совр. значение

$$\alpha_{\text{экср}}^{-1} = 137,035981(12) \quad (5)$$

позволяет провести вычисление аномального магн. момента электрона с относит. точностью  $10^{-10}$ . Соответствующее значение

$$a^{\text{теор}} = 1,159652306(11) \cdot 10^{-3}$$

находится в согласии с эксперим. значением

$$a^{\text{экср}} = 1,159652188(4) \cdot 10^{-3},$$

определённым, как видно, с точностью  $10^{-12}$ . Достигнутый здесь уровень соответствия ( $\sim 10^{-10}$ ) между расчётным и эксперим. значениями является рекордным в физике.

Следует отметить, что совр. точность сравнения теории с экспериментом лимитируется погрешностью в значении  $\alpha$  в (5), определённым с помощью *Джозефсона эффекта*. На этом уровне точности оказываются несущественными теоретич. квантовополевые поправки за счёт эффектов, выходящих за рамки КЭД, а также радиац. поправок порядка  $\alpha^4$  в ф-ле (2). Последние отвечают 891 четырёхпетлевой диаграмме, и их вклад в  $a$  составляет, по проведённым оценкам, величину порядка  $10^{-11}$ .

Для др. эффектов КЭД — *аннигиляции* пары электрон-позитрон, *делбрюкковского рассеяния* фотонов эл. магн. полем ядра и др. — также характерно отличное согласие теории с экспериментом. Однако по сравнению с аномальным магн. моментом в них уровень соответствия не столь высок либо из-за меньшей точности эксперимента, либо вследствие того, что оказы-

вается более существенным учёт эффектов, выходящих за рамки чистой КЭД.

Так, напр., эксперим. значение величины сверхтонкого расщепления (см. *Сверхтонкая структура*) уровня  $1S_{1/2}$  в атоме водорода известно ныне с рекордной точностью, достигающей 13 порядков, тогда как теоретич. расчёты дают здесь лишь 7 знаков, причём уже с учётом конечных размеров протона. Величина лэмбовского сдвига в атоме водорода известна из опыта с точностью  $10^{-7}$ , а согласуясь с ней теоретич. значение имеет погрешность на уровне  $10^{-6}$ , причём эффекты, выходящие за рамки КЭД, дают вклад порядка  $10^{-6}$ .

Вообще опытные данные по всем без исключения эффектам КЭД находятся в прекрасном согласии с теоретич. значениями в тех случаях, когда в этих эффектах др. виды взаимодействий оказываются несущественными либо поддаются учёту. Этот факт имеет принципиальное значение как для КЭД, так и для КТП в целом. Он свидетельствует о том, что осн. положения совр. локальной (калибровочной) КТП, а также динамич. основа КЭД, соответствующая локально калибровочному лагранжиану взаимодействия, оказываются справедливыми во всей области, доступной совр. эксперименту.

Лит.: Ахмезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. П., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984; Фейнман Р., Квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1964; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1989, гл. 3.

**КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА** — область физики, охватывающая исследования методов усиления, генерации и преобразования частоты эл.-магн. колебаний и волн (в широком диапазоне длин волн, включающем радио- и оптич. диапазоны), основанных на вынужденном излучении или нелинейном взаимодействии излучения с веществом. Осн. роль в К.э. играют вынужденное испускание и вынужденная обратная связь. В обычных условиях вещество способно лишь поглощать или спонтанно (самопроизвольно и хаотически) испускать фотоны в соответствии с *Больцмановым распределением* частиц вещества по уровням энергии. Вынужденное испускание при этом не существует. Оно начинает играть роль лишь при отклонении ансамбля микрочастиц от распределения Больцмана. Такое отклонение может быть достигнуто воздействием эл.-магн. поля, электронным ударом, неравновесным охлаждением, инжекцией носителей заряда через ноздн. барьер в полупроводниках и т.н. В результате таких воздействий (накачки) поглощение эл.-магн. волн веществом уменьшается и при выравнивании населённости на энергетич. уровнях, подтверждающихся действием накачки, интенсивности поглощения и вынужденного испускания сравниваются и взаимно гасятся. При этом эл.-магн. волна, частота к-рой резонансна по отношению к частоте перехода между этими энергетич. уровнями, распространяется в веществе без поглощения. Такое состояние наз. в а-с-с-ч-е и е-м н-е-р-е-х-о-д-а.

При дальнейшем увеличении мощности (энергии) накачки населённости накачиваемых энергетич. уровней инвертируется, т.е. на верх. энергетич. уровне оказывается больше частиц, чем на нижнем (*инверсия населённости*). В этом случае вынужденное испускание оказывается более интенсивным, чем резонансное поглощение. Вещество, в к-ром получают инверсию населённости, наз. активным (акт. в-в-а я с-р-е-д-а). В результате вынужденного испускания возникают фотоны, точно совпадающие по частоте, фазе, направлению и поляризации с фотонами вынуждающего поля. Поэтому волна усиливается по мере распространения в активной среде. Так возникает в К.э. усиления эл.-магн. волн за счёт энергии, подводимой

к веществу процессом накачки. Значение мощностей накачки. При  $k$ -кром возникает квантовое усиление, наз. порогом усиления.

Для возбуждения генерации необходимо обеспечить инвертированное вещество в устройстве, обеспечивающее обратную связь. Простейшим устройством, реализующим обратную связь в радиодиапазоне, является *объёмный резонатор*, в оптич. диапазоне — *открытый резонатор*, в частности резонатор Фабри — Перо. Эл.-магн. поле, возникающее внутри такого резонатора, многократно отражается от образующих его отражающих поверхностей (зеркал), каждый раз проходя сквозь активную среду и усиливаясь при этом в результате вынужденного излучения. Генерация возникает, если усиление излучения при двукратном отражении от зеркал и двукратном прохождении через инвертированное вещество превосходит потери излучения во время такого прохода. Для достижения генерации резонатор должен быть настроен в резонанс с частотой перехода между инвертированными уровнями вещества. Состояние при  $k$ -кром энергии, выделяемая в резонаторе за счёт вынужденного излучения, равна полным потерям энергии в резонаторе, наз. в порогом генерации. При превышении порога генерация часть генерируемой эл.-магн. энергии выходит за пределы резонатора через неподрурированное зеркало (коэф. отражения  $< 1$ ).

Вынужденное излучение было предсказано А. Эйнштейном (А. Einstein, 1917). Предложение об использовании вынужденного излучения для усиления света было сделано В. А. Фабрикантом в 1940, однако оно не было своевременно оценено и не получило развития. Непосредственным предпосылками возникновения К. з. являются *радиоспектроскопия*, бурное развитие к-рой началось в 1946, в частности резонансный метод спектроскопии *молекулярных и атомных пучков* (И. Раби (I. Rabi), 1937), а также открытие и исследования *электронного парамагнитного резонанса* (Е. К. Завойский, 1944).

Датой рождения К. з. является 1954, когда был создан Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым (СССР) и независимо Дж. Гордоном (J. Gordon), Х. Цейгером (H. Zeiger) и Ч. Таунсом (Ch. H. Townes) квантовый генератор на молекулах  $NH_3$ . Необходимая инверсия населённостей достигалась методом эл.-статич. пространных разделения молекул  $NH_3$  по энергетич. состояниям. Обратная связь осуществлялась объёмным резонатором (см. *Молекулярный генератор*). След. шагом к формированию К. з. как самостоятельной области физики стал метод достижения инверсии населённостей при помощи эл.-магн. накачки, предложенный Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым в 1955. На этой основе были созданы квантовые парамагн. усилители [Г. Э. Д. Сквилл (H. E. D. Scovil), США, 1957] и др., [1958], лазер на кристалде рубина [Т. Майман (Th. Maiman), США, 1960; см. *Твердотельный лазер*]. Вскоре был создан газовый лазер на не-He+Ne [А. Джаван (A. Javan), 1960], в  $k$ -ром инверсия населённостей атомов Ne достигалась передачей им энергии от атомов He, возбуждаемых ударами электронов в газовом разряде (см. *Газоразрядные лазеры*). Затем был предложен *полупроводниковый лазер* (Н. Г. Басов и др., 1961). Первый полупроводниковый *инжекционный лазер* был создан Р. Холлом (R. N. Hall), а также У. Думке (W. L. Dmcke) и др. (США, 1962).

К. з. возникла в диапазоне радиоволн (длина волны генератора на молекулах  $NH_3$ ,  $\lambda = 1,24$  см). Однако дальнейшее развитие К. з. происходило в оптич. диапазоне. Первоначально целью К. з. была генерация, а затем и усиление когерентного излучения. В дальнейшем изучение взаимодействий интенсивного лазерного излучения с веществом привело к развитию новых направлений. Одним из них является изучение нелинейных процессов, сопровождающих распространение излучения в среде, показатель преломления  $k$ -ром

изменяется под действием излучения. В К. з. нелинейные процессы применяются для генерации оптич. гармоник. Напр., распространение мощных импульсов ИК-излучения нелинейного лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм) в нелинейной среде приводит к генерации 2-й гармонки ( $\lambda = 0,53$  мкм), лежащей в желтой части спектра, и 3-й гармонки ( $\lambda = 0,35$  мкм), лежащей в УФ-области спектра (см. *Нелинейная оптика*).

Нелинейные явления наблюдаются и при рассеянии мощных лазерных импульсов. При этом в среде возникает мощное когерентное излучение, сдвинутое по частоте по отношению к первичным импульсам (см. *Вынужденное рассеяние света*). Результатом нелинейных взаимодействий лазерного излучения с веществом являются *самофокусировка света*, лазерная искра и др.

Параметрич. процессы в оптич. диапазоне — основа перестраиваемых параметрич. лазеров и лазеров на свободных электронах. Воздействие лазерного излучения, частота к-рого совпадает с узкими спектральными линиями поглощения атомов разреженного газа, приводит к насыщению этих линий. Этот процесс применяется для стабилизации частоты лазеров.

Важным направлением К. з. является метрология — создание *квантовых стандартов частоты* эталонных частот (времени), *квантовых магнитометров*, лазерных теодолитов и дальномеров, лазерных систем хим. (в т. ч. дистанционного) спектрального анализа.

Высокая когерентность лазерного излучения позволила реализовать идею *географии* и создать целый набор географич. приборов.

Высокая когерентность и направленность излучения лазеров позволили достичь рекордно больших плотностей энергии с помощью фокусировки лазерных импульсов в объёмах порядка длины волны лазерного излучения. Этот метод применён для получения и исследования высокотемпературной плазмы, что стало одним из путей создания управляемых термоядерных реакций.

Высокая монохроматичность и большая мощность излучения лазеров привели к появлению *лазерной химии* и лазерных методов разделения изотопов. При этом используется возможность резонансного воздействия на атомы избранного изотопа как свободные, так и входящие в состав изотопных молекул, а также на колебательные состояния таких молекул, к-рые не затрагивают др. атомы и молекулы. Таким путём управляли ходом хим. реакции и получают продукты реакции и изотопные атомы и молекулы, что ранее способами затруднительно (см. *Изотопное разделение*).

Принципы и методы К. з. используются при создании источников и приёмников излучения для световодных систем связи (см. *Волокнистая оптика*, *Оптоэлектроника*).

Важными областями применения К. з., помимо указанных выше, являются лазерная технология, медицина, *оптическая обработка информации*, *оптическая локация*, *лазерная спектроскопия*, *лазерная диагностика плазмы* и др.

Лит.: Я. р и в А., Квантовая электроника, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1—2, М., 1978. М. Е. Яблонский.

**КВАНТОВОЕ СЛОЖЕНИЕ МОМЕНТОВ** — сложение моментов (орбитальных, спиновых, полных) независимых частиц (или систем — атомов, молекул и т. д.) по законам *квантовой механики*. Применяется также назв. в векторное сложение моментов. В случае двух частиц задача состоит в определении спектра возможных собств. значений оператора квадрата суммарного момента  $\hat{J}^2 = (\hat{J}_1 + \hat{J}_2)^2$  и его проекции  $J_z$  на фиксированную ось и соответствующих собств. Ф-ций  $\{J_z, \hat{J}_2$  — операторы моментов частиц 1, 2). Спектр имеет вид

$$J^2 = \hbar^2 j(j+1), \quad J_z = \hbar m, \quad (1)$$

где квантовое число суммарного момента  $j$  может принимать значения  $j = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, |j_1 - j_2|$ , а его проекции  $m = j_1, j_1 - 1, \dots, -j_1$ ,  $j_2$  и  $j_2 - 1, \dots, -j_2$  — квантовые числа моментов частиц 1 и 2 и их проекций). При этом каждое из возможных значений  $j$  встречается только один раз, что легко подтверждается подсчетом общего числа квантовых состояний ( $j, m$ ):

$$j = \sum_{i=1}^{j_1+j_2} (2j+1) = (2j_1+1)(2j_2+1). \quad (2)$$

На этом языке рассматриваемая задача соответствует разложению прямого (тензорного) произведения двух неприводимых представлений  $(D^{(j_1)} \otimes D^{(j_2)})$  группы вращений трёхмерного пространства  $SO(3)$  на неприводимые компоненты, что символически записывается в виде

$$D^{(j_1)} \otimes D^{(j_2)} = D^{(j_1+j_2)} \oplus D^{(j_1+j_2-1)} \oplus \dots \oplus D^{(|j_1-j_2|)} \quad (3)$$

(ряд Клебана — Гордана). Все значения  $j$  либо целые (когда  $j_1$  и  $j_2$  одновременно целые или полуцелые), либо полуцелые (когда один из складываемых моментов целый, а другой — полуцелый). В частности, для атом. электрона в атоме  $j$  всегда полуцелое:  $j = l + s$ , где квантовое число орбитального момента  $l = 0, 1, 2, \dots$ , а спиновое:  $s = 1/2$ .

Сложные произвольного числа  $N$  моментов

$$J = j_1 + j_2 + \dots + j_N \quad (4)$$

может быть выведено последоват. применением операции (1). В частности, наиб. значение  $J = j_1 + j_2 + \dots + j_N$  имеет кратность, равную единице (т. е. встречается в разложении прямого произведения  $D^{(j_1)} \otimes D^{(j_2)} \otimes \dots \otimes D^{(j_N)}$  только один раз).

В теории атомов применяются след. схемы сложения моментов: 1) связь Расселла — Саундера ( $LS$ -связь), в к-рой сначала складываются орбитальные и спиновые моменты отд. электронов:  $L = \sum l_i, S = \sum s_i$ , а затем  $L$  и  $S$  складываются в полный момент атома  $J$ ; 2)  $jj$ -связь, в к-рой орбитальный и спиновый моменты  $i$ -го электрона складываются в полный момент электрона  $j = l_i + s_i$ , после чего полный момент атома  $J$  определяется по ф-ле (4). Условием применимости  $LS$ -связи является малость релятивистских взаимодействий по сравнению с ал.-статическим (кулоновским), поэтому она хорошо работает в лёгких атомах. По мере увеличения атомного номера  $Z$  роль релятивистских эффектов возрастает и происходит переход от  $LS$ -связи к  $jj$ -связи (однако в чистом виде последний тип связи фактически не встречается даже в самых тяжёлых атомах).

Следует подчеркнуть, что только  $J$  и  $J_z$  — строго сохраняющиеся величины (соответствующие операторы коммутируют с гамильтонианом), в то время как  $l_i, L$  и  $S$  в схеме  $LS$ -связи,  $j_i$  в схеме  $jj$ -связи сохраняются лишь приближённо.

Для построения волновой ф-ции  $\Psi_{jm}$ , отвечающей собств. значениям (1), из волновых ф-ций отд. частиц  $\Psi_{j_1 m_1}$  и  $\Psi_{j_2 m_2}$  используются Клебана — Гордана коэффициенты (или Вигнера 3j-символы). При сложении большого числа моментов применяются Вигнера 6j-символы (или связанные с ними Рака коэффициенты) или 3j-символы (при  $n \geq 2$ ).

Лит.: Команд Е., Шортли Г. Теория атомных спектров, пер. с англ., М., 1949; Соболевман И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977. См. также лит. к ст. Клебана — Гордана коэффициенты. В. С. Попов.

**КВАНТОВЫЕ НЕРАЗРУШАЮЩИЕ ИЗМЕРЕНИЯ** (квантовые невозмущающие измерения; КНИ) — измерения, не изменяющие состояния исследуемой системы, если она является собственным для оператора измеряемой величины. КНИ представляет собой реализацию идеального квантового измерения, описываемого

постулатом редукции фон Неймана: после измерения наблюдаемой  $X$  исследуемая система переходит в одно из собств. состояний  $|x\rangle$  оператора  $X$  с вероятностью  $\langle x | \rho | x \rangle$  ( $\rho$  — оператор плотности состояния системы до измерения); результатом измерения является соответствующее собств. значение  $x$ .

Идея КНИ и сам термин были предложены в [1], а первая конкретная процедура КНИ, позволяющая в принципе точно измерить число фотонов в эл.-магн. резонаторе, не поглотив при этом ни одного — в [2]. Развитие теории КНИ связано с тем, что уровень точности измерений, требуемый в ряде совр. эксперим. программ, делает необходимым учёт квантовых свойств макроскопич. объектов.

Большой интерес вызывают также неклассич. состояния эл.-магн. поля, позволяющие существенно повысить надёжность передачи информации. Устройства, регистрирующие единичные кванты без поглощения, перспективны как элементы оптич. компьютеров, т. к. они полностью снимают проблему отвода диссипируемой энергии.

Необходимым условием реализации КНИ является уменьшение всех флукутаций квантовой природы до уровня, меньшего чисто квантовых. Напр., при измерении энергии осциллятора квантовые флукутации преобладают над тепловыми, если  $\hbar \omega > (n + 1/2) kT/Q$  ( $T$  — абе. темп-ра,  $Q$  — добротность осциллятора,  $n$  — номер его уровня энергии), а при измерении координаты — если  $\hbar \omega / kT > Q$  ( $t$  — время выделения сигнала). Совр. эксперим. техника позволяет выполнять оба этих условия.

Точность одноврем. измерения неск. некоммутирующих величин ограничивается соотношением неопределённости Гейзенберга. Так, оператор координаты осциллятора не коммутирует сам с собой в разл. моменты времени:

$$[\hat{x}(t), \hat{x}(t')] = \frac{\hbar}{m\omega} \sin[\omega(t-t')].$$

Постую если схема измерения включает в себя прибор, осуществляющий непрерывное слежение за координатой осциллятора (напр., линейный усилитель), то точность отслеживания координаты будет принципиально ограничена величиной  $\sqrt{\hbar/2m\omega}$ , точность измерения энергии — величиной  $\sqrt{1/2\hbar\omega\epsilon}$ , фазы —  $\sqrt{\hbar\epsilon/2E}$  ( $E$  — ср. энергия осциллятора) независимо от конкретной природы и качества изготовления усилителя.

Измерит. прибор, сконструированный в соответствии с требованиями теории КНИ, в принципе не должен давать информации о величинах, операторы к-рых не коммутируют с оператором измеряемой величины. Универсальным необходимым и достаточным условием КНИ является коммутативность оператора эволюции комплекса «измерительный прибор + исследуемая система» с оператором измеряемой величины. Более простых необходимых и достаточных условий КНИ в настоящее время не сформулировано. Известно неск. достаточных критериев КНИ для разл. частных случаев. Напр., если измеряемая величина является интегралом движения исследуемой системы, то для реализации КНИ достаточно коммутативности гамильтониана взаимодействия с оператором измеряемой величины.

При обнаружении малого внеш. воздействия на пробную квантовую систему требуется неск. измерений (как минимум, два: для приготовления состояния пробной системы и затем для регистрации изменения состояния под влиянием внеш. воздействия). Для того чтобы возмущение пробной системы при предыдущих измерениях не сказывалось на результатах последующих, необходимо, чтобы значения гейзенберговского оператора измеряемой величины коммутировали в моменты разл. измерений. Т. е. невозму-

щаемые переменные, операторы к-рых антикоммутируют в произвольные моменты времени, в частности интегралы движения, допускают непрерывное точное слежение (Квантовое невозмущающее слежение) [3]. Его применение упрощает построение системы обозначения, поскольку допускает непрерывное подключение измерит. прибора к пробной системе.

Обзор осн. работ см. в [4].  
Лит.: 1) Брагинский В. В., Воронцов Ю. И., Квантовомеханические ограничения в макроскопических экспериментах и современная экспериментальная техника, «УФН», 1974, т. 114, с. 41; 2) Брагинский В. В., Воронцов Ю. И., Халайга Ф. Я., Квантовые особенности полупроводникового измерителя алектронной энергии, «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 1340; 3) Додонов В. В., Манько В. И., Уденко В. Н., Невозмущающее измерение в гравитационно-полном эксперименте, «ЖЭТФ», 1980, т. 78, с. 881; 4) Braginsky V. B., Vorontsov Yu. I., Thorne K. S., Quantum nondemolition measurements, «Science», 1980, v. 209, p. 547. Ф. Я. Халайга.

**КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ** в магнитном поле — осцилляторная зависимость термодинамич. и кинетич. характеристик металлов и *вырожденных полупроводников* от магн. поля. К. о. обусловлены вырождением системы носителей заряда и квантованием их энергии при периодич. движении по орбитам, замкнутым в *импульсном пространстве* (см. Ландау *Уроки*).

Для большинства металлов фермиевский импульс электронов проводимости  $p_F \approx \hbar/a$  ( $a$  — межатомное расстояние), а длина их волн  $\lambda \approx 2\pi\hbar/p_F$  и, в реальн. достигимых полях с магн. индукцией  $B \sim 10^8 \div 10^9$  Гс радиус орбиты  $r = c\hbar/p_F B > \lambda$ . Т. к. фермиевская энергия  $\epsilon_F = p_F^2/2m$ , а расстояние между уровнями Ландау  $\tilde{\epsilon} \omega_c = \hbar eB/m^*c$  (где  $\omega_c$  — циклотронная частота, а  $m^*$  — параметр с размерностью массы и  $m^* \sim$  эффективная масса имеют, как правило, то же порядк. величины, что и масса свободного электрона  $m_0$ ), то  $\tilde{\epsilon} \omega_c \epsilon_F \approx a/r \ll 1$ . Это позволяет при рассмотрении К. о. использовать квазиклассич. приближение, т. е. оперировать характеристиками энергетич. спектра электронов на уровне Ферми  $\epsilon_F$  в отсутствие магн. поля.

**Природа осцилляций.** Возникновение К. о. легко проследить на двумерной модели системы электронов, движение к-рых возможно только в плоскости, перпендикулярной магн. полю (см. *Двумерные проводники*). В магн. поле электроны занимают дискретные уровни энергии  $\epsilon_i = (i + 1/2)\hbar\omega_c$  ( $i = 0, 1, \dots$ ). Каждый уровень многократно вырожден, и его могут занимать  $\rho B S$  электронов, где  $\rho = e/2\pi\hbar c$ ,  $S$  — площадь образца. Если полное число электронов  $N_e$ , то при темп-ре  $T = 0$  К электроны расположены на  $n + 1$  ниж. уровнях, где  $n(B)$  отвечает условию:

$$(1 + n)\rho B \approx \frac{N_e}{S} \approx n\rho B, \quad (1)$$

так, чтобы их суммарная энергия

$$\epsilon = S \left[ \rho B \sum_{i=0}^{n(B)-1} \epsilon_i + \left( \frac{N_e}{S} - n\rho B \right) \epsilon_n \right] \quad (2)$$

была минимальна. Решая (2)  $\epsilon(B)$  — осциллирующая ф-ция (рис. 1, а). Соответственно осциллируют все термодинамич. величин, напр. магн. момент  $M = -\partial\epsilon/\partial B$  (рис. 1, б), и кинетич. величин (см. *Квантовый Холла эффект*).

В трёхмерном случае электроны в импульсном пространстве размещаются на  $n \sim \epsilon_F/\hbar\omega_c \gg 1$  цилиндрич. «трубках» Ландау (рис. 2). Площадь сечения трубок равна

$$A_i = \left( i + \frac{1}{2} \right) \frac{2\pi\hbar e B}{c}. \quad (3)$$

**322** Электроны занимают все состояния с импульсом  $p_z$ , лежащим в пределах ферми-поверхности ( $p_z$  — импульс

вдоль поля  $B$ ). Полное число состояний  $N$  на единицу объёма ниже энергии Ферми  $\epsilon_F$  равно

$$N = \rho B \sum_i \frac{p_z}{2\pi\hbar}. \quad (4)$$

При  $T = 0$  К практически все характеристики металлов определяются плотностью состояний  $g(\epsilon)$  на уровне

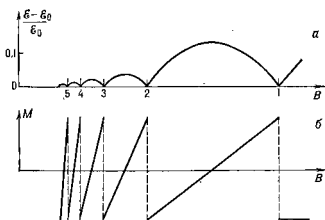


Рис. 1. Зависимость (при  $T = 0$  К) суммарной энергии  $\epsilon(a)$  и магнитного момента  $M(b)$  двумерного слоя электронов от магнитного поля  $B$ ; цифры на оси  $x$  — число заполненных уровней Ландау,  $\epsilon_0$  — суммарная энергия электронов при  $B = 0$ .

Ферми. Можно показать, что из (4) следует соотношение

$$g(\epsilon_F) = \left( \frac{\partial N}{\partial \epsilon} \right)_{\epsilon_F} = \rho B \sum_i \frac{m^*}{\hbar} \left( \frac{\partial A_i}{\partial p_z} \right)^{-1} = \rho B \quad (5)$$

( $m^* = (1/2\pi)\rho A/\partial \epsilon$ ). Т. к. на экстремальных по  $p_z$  сечениях поверхности Ферми  $\partial A_{\text{экстр}}/\partial p_z = 0$ , то  $g(\epsilon_F)$  резко возрастает каждый раз, когда при изменении магн. поля  $A_i$  для к.-л. из трубок становится равным  $A_{\text{экстр}}$ , т. е. когда к.-л. из трубок Ландау касается поверхности Ферми. В результате возникает К. о., периодичные по  $B^{-1}$  с периодом (условие Лифшица — Онсагера)

$$\Delta B^{-1} = 2\pi\hbar^2/c A_{\text{экстр}}. \quad (6)$$

При  $T > 0$  К к. о. ослабевают из-за теплового размытия уровня Ферми как  $\exp(-2\pi^2 k T/\hbar\omega_c)$ . В реальных кристаллах электроны испытывают рассеяние на примесях, уширяющее уровни Ландау. Дислокации приводят к вариациям параметра решётки и тем самым локальным вариациям размеров поверхности Ферми и периодов К. о. Это ослабляет К. о., амплитуда к-рых

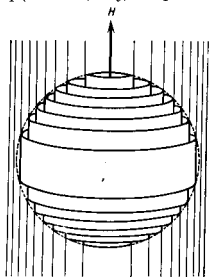


Рис. 2. Схема разрешённых состояний электронов проводимости в магнитном поле (при изотропном квадратичном спектре). При  $T = 0$  К заняты все состояния на «трубках» в пределах поверхности Ферми (внутри сферы).

уменьшается как  $\exp(-2\pi^2 k T_D/\hbar\omega_c)$ , где  $T_D$  т. и. *Длиная температура*, характеризующая реальный образец. При рассеянии на примесях  $T_D \approx \hbar/\tau$ , где  $\tau$  — время релаксации (ср. время между двумя актами рассеяния), определяемое на электропроводности металла.

На амплитуде и форме К. о. оказывают также взаимодействие спинов электронов с магн. полем (спиновое расщепление уровней Ландау), характеризующееся эфф.  $g$ -фактором.

Общее выражение, связывающее К. о. термодинамич. потенциала  $\Phi$  с характеристиками металла, было получено И. М. Лифшицем и А. М. Косевичем (1955):

$$\Phi = 2kT V \left( \frac{eB}{2\pi\hbar c} \right)^{1/2} \left( \frac{\partial^2 A_{\text{экстр}}}{\partial p_z^2} \right)^{-1/2} \times$$

$$\times \sum_{r=1}^{\infty} \frac{\exp(-2\pi r h T_d / \hbar \omega_c) \cos(\pi r g / 2)}{r^{1/2} \operatorname{sh}(-2\pi r h T / \hbar \omega_c)} \cos \left[ r \left( \frac{eA_{\text{экстр}}}{\hbar B} \pm \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь  $V$  — объём образца; знак — соответствует макс.  $A_{\text{экстр}}$ , + минимальному. Если на поверхности Ферми есть неск. экстремальных сечений, напр. если она состоит из неск. полостей, то  $\Phi$  — сумма выражений типа (7).

К. о. термодинамических величин. Наиб. изучены К. о. магн. момента  $M = -\partial\Phi/\partial H$  и магнитной восприимчивости  $\chi = \partial M/\partial H$  (де Хааза — ван Альфена эффект) при  $T \rightarrow 0$  К. В большом числе случаев  $M$  можно найти из (7), считая, что  $H = B$ , т. е.  $M$  всегда мало. Амплитуда К. о. магн. восприимчивости сравнима или даже превосходит постоянную диамагн. или парамагн. восприимчивости металлов, к-рал обычно мала ( $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$  см<sup>3</sup>).

Для ряда металлов изучены осцилляции размеров (магнитострикции) порядка  $10^{-5} - 10^{-10}$  см. Наблюдались К. о. темп. при теплоизолированных образцах, скорости звука и скорости распространения магнитоплазменных волн (селеновои, вольфеновских волн и т. н., см. *Палава термизм тел*).

К. о. кинетических величин, в частности сопротивления  $\rho$  (Шубникова — де Хааза эффект), также обусловлены К. о. плотности состояний  $g(\epsilon_F)$ . Сопротивление  $\rho$  осциллирует вместе с  $g(\epsilon_F)$ , при этом

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \sim \frac{\Delta g(\epsilon_F)}{g(\epsilon_F)} \sim \frac{1}{n}.$$

К. о.  $\rho$  имеют относительно малую величину, что затрудняет их наблюдение; лишь для полуметаллов, для к-рых легко достижимы значения  $n \sim 1$  (см. ниже), осцилляции сопротивления имеют большую амплитуду.

Наблюдаются также К. о. магнетосопротивления и др. коэф. термогальваномат. явлений (см. *Гальваномагнитные явления* и др.).

**Применения.** Исследование К. о. — наиб. универсальный метод определения характеристик электронного

заданном направлении  $B$ . Достигнутая точность измерений  $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$  (для щелочных металлов, Вг и др.), что в  $10^4 - 100$  раз превосходит точность измерений геом. характеристик поверхности Ферми др. методами. Зная анизотропию  $A_{\text{экстр}}$ , можно восстановить форму поверхности Ферми.

Универсальность метода обусловлена тем, что К. о. можно наблюдать на несовершенных образцах, напр.

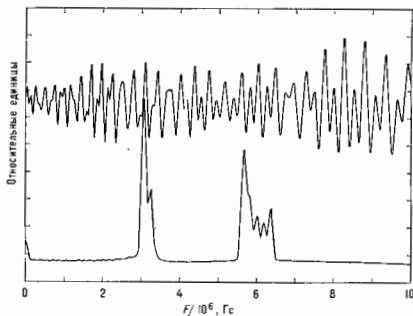


Рис. 4. Вверху — запись осцилляций магнитного момента кристалла NiAl; внизу — Фурье-спектр осцилляций.

при введении примесей  $T_d$  изменятся на  $1 - 100$  К на 1% примеси. Наблюдение К. о. возможно при  $T_d \approx 10$  К. Это позволяет, с одной стороны, в разбавленных сплавах изучать влияние примесей на поверхность Ферми и рассеяние на них, определяемое по  $T_d$ ; с др. стороны, изучать *интерметаллические соединения*, окислы переходных металлов и др. соединения, монокристаллы к-рых менее совершенны, чем кристаллы чистых металлов.

По зависимости амплитуды К. о. от  $T$  и  $B$  могут быть определены  $m^*$  и  $T_d$ . По гармонич. составу осцилляций заданного периода при  $\hbar\omega_c/2\pi k(T + T_d) \gg 1$ , пользуясь (7), можно определить  $g$ -фактор электронов проводимости. Абс. измерения амплитуды  $M$  позволяют установить значение  $\partial^2 A_{\text{экстр}}/\partial p_z^2$ . Абс. величина магнитострикции даёт значения проводимых  $A_{\text{экстр}}$  по компонентам тензора деформации решётки. Аналогичная информация может быть получена при исследовании К. о. в условиях деформации (всестороннего сжатия, растяжения и т. н.).

**«Сильный» магнетизм.** При эксперим. изучении К. о. измеряются характеристики образца, зависящие от индукции  $B$  магн. поля в образце, как ф-ция напряжённости  $H$  внеш. магн. поля. В реальных условиях относит. амплитуда К. о.  $M/H \ll 1$  и  $B \approx H$ . Однако значение  $4\pi M_n/H$  может оказаться большим, т. е. обычно  $n \gg 1$ . Аргумент при  $\cos$  в (7) содержит величину  $2\pi/B \Delta B^{-1} = 2\pi(1 - 4\pi M_n/H)/H \Delta B^{-1}$ . Осциллирующая часть фазы  $\sim 4\pi M_n/H$ , ставящая сравнимой с  $\pi$ , приводит к «нейтральности» К. о., проявляющейся в усложнении их гармонич. состава и во взаимной модуляции при одноврем. наблюдении К. о. от разл.  $A_{\text{экстр}}$ , т. е. к появлению в спектре составляющих с «частотами»  $(e/c\hbar)(A_{\text{экстр}}^i \pm A_{\text{экстр}}^j)$  (магнитное взаимодействие в  $z$  и  $y$  моде  $e$  в  $i$  и  $j$ ).

Когда  $4\pi M_n/H \gg 1$ , т. е. состояние с однородной намагниченностью образца становится термодинамически неустойчивым и в нём появляются диамагн. домены с индукцией в соседних областях, различающейся на  $B^2 \Delta B^{-1}$ . Т. е.  $B$  в образцах коленного размера

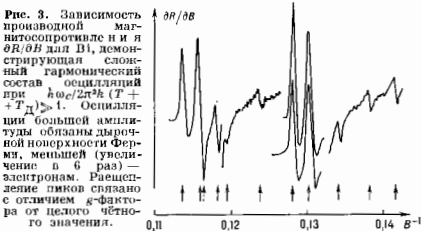


Рис. 3. Зависимость производной магнетосопротивления и  $\chi$  от  $1/B$  для Вг, демонстрирующая сложную гармоническую структуру осцилляций при  $\hbar\omega_c/2\pi k(T + T_d) \gg 1$ . Осциллирующая часть фазы — заштрихована. Расщепление линий связано с наличием  $g$ -фактора от полного частотного значения.

спектра металлов и вырожденных полупроводников, кл. обр.  $A_{\text{экстр}}$  при разл. ориентациях  $B$ .

Как правило, К. о. — суперпозиция осцилляций разного периода, связанных с разными участками поверхности Ферми (рис. 3). Условия наблюдения обычно менее благоприятны, и вместо хорошо разрешённых линий наблюдаются сложные бешения (рис. 4). Фурье-анализ к-рых позволяет определить «частоты»  $f = 1/\Delta B^{-1}$  составляющих и, по ф-ле (6), значения  $A_{\text{экстр}}$  при



зависит от их формы, то и К. о. в условиях магн. взаимодействия существенно зависит от неё. Так, зависимость  $M(H)$  при расщеплении на домены в длинных образцах значительно отличается от даваемой Ф-лой (7). Для образцов в форме тонкого диска эти отклонения менее заметны.

**Ультраквантовый предел.** В полуметаллах, в металлах с аномально малым числом электронов и в вырожденных полупроводниках с низкой концентрацией носителей заряда достигается ситуация, когда ниже  $\mathcal{E}_F$  остаётся 1 уровень Ландау. В этом случае изменения  $\mathcal{E}_F$  перестают быть малыми, а становятся сравнимыми с  $\mathcal{E}_F$  (отсчитываемого от экстремума зоны). Поведение металла в ультраквантовой области магн. поля зависит от зонной структуры. Так, если есть 1 тип носителей, то независимость  $N(H)$  приводит к тому, что граничное значение  $p_x \rightarrow 0$  как  $1/H$ , а  $\mathcal{E}_F$  совпадает с ниж. уровнем Ландау.

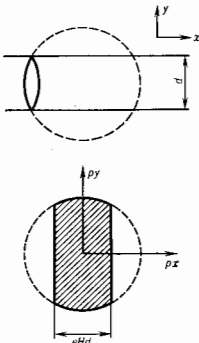
К. о. приобретают специфич. черты в условиях магнитного пробоя. Из-за квантового тушепления электронов между разными зонами появляются К. о. с периодами, соответствующими комбинациям сечений  $(A^2 \pm A_k)$ , и исчезают К. о. для тех орбит, вероятность ухода с к-рых из-за магн. пробоя становится высокой.

К. о. в малых образцах (напр., на пластинках толщиной  $d$ , сравнимой с диаметром  $2r$  орбиты электронов в магн. поле). Если  $2r > d$ , то по замкнутой орбите могут двигаться лишь электр.

но, испытывающие зеркальное отражение от поверхностей образца, и К. о. будут определяться площадью участка сечения поверхности Ферми (рис. 5), изменяющегося при изменении поля. Их периодичность при этом нарушается.

К. о. затухания звука. Когда существует доплнит.

рис. 5. Вверху — экстремальная по площади орбита электрона в тонком образце при зеркальном отражении от поверхности. внизу — соответствующая орбита в ионизульном пространстве ( $p_x = p_x, p_y = p_y$ ). Пунктир — форма орбиты в неограниченном образце. Затеняющаяся площадка определяет условие квантования.



механизм отбора эфф. электронов, возможно наблюдение К. о. от неэкстремальных сечений поверхности Ферми. Это имеет место, напр., при распространении звука в металле. Осн. вклад в затухание звука (при  $V$ , не перпендикулярном к волновому вектору) вносит электроны, движущиеся вдоль магн. поля в фазе с волной. Т. к. скорость Ферми на 2—3 порядка превосходит скорость звука, то эффективные электроны расположены на сечениях, близких к экстремальным. При изменении магн. поля уровни Ландау периодически пересекают поверхность Ферми в области эфф. электронов, что приводит к периодич. вариациям числа последних  $\sim$  на 100% (см. Гигантские квантовые осцилляции поглощения звука).

Наряду с К. о. в магн. поле в металлах и полупроводниках могут наблюдаться также квантовые эффекты др. природы: размерное квантование в плоских плёнках, проволоках и цилиндрах, связанное с ограничением области движения (см. Квантовые размерные эффекты) или с интерференцией электронов (Ааронов-Бома эффект), и резонансные явления — циклотронный резонанс, резонанс на магнитных поверхностных уровнях, магнитофононный резонанс.

Лит.: Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Авдо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1985; Шерберг Д., Магнитные осцилляции в металлах, пер. с англ., М., 1986; В. С. Зильберман, КВАНТОВЫЕ РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ — изменение термодинамич. и кинетич. свойств кристалла, когда хотя бы один из его геом. размеров становится соизмеримым с длиной волны де Бройля  $\lambda_B$  электронов. К. р. з. обусловлены квантованием движения электрона в направлении, в к-ром размер кристалла сравним с  $\lambda_B$  (размерное квантование).

В массивном идеальном кристалле состоянии электрона определяется заданием четырёх квантовых чисел — номера энергетич. зоны (см. Зонная теория) и трёх проекций его квазиимпульса  $p$  на координатные оси ( $p_x, p_y, p_z$ ), к-рые могут принимать любые значения. В кристаллич. плёнке толщиной  $L$ , нормаль к к-рой направлена по оси  $z$  (рис. 1), движение электрона в плоскости плёнки остаётся свободным, т. е.  $p_x$  и  $p_y$  могут принимать любые значения. Величина же  $p_z$  может принимать только дискретный ряд значений. Дискретность связана с тем, что волновая ф-ция электрона на поверхностях плёнки должна обращаться в 0. Это означает, что на толщине  $L$  должно укладываться целое число  $n=1, 2, \dots$  полувонов де Бройля  $\lambda_B/2 = \pi/|p_z|L$ . Отсюда следуют закон квантования проекции квазиимпульса  $p_z$ :

$$|p_z| = \frac{\pi \hbar n}{L} \quad (1)$$

и закон квантования энергии поперечного движения (в приближении эффективной массы):

$$\mathcal{E}_n(0) = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* L^2} \quad (2)$$

Здесь  $m^*$  — эффективная масса электрона в направлении  $z$ ,  $\mathcal{E}_n$  паз. уровнями размерного квантования.

Графически энергия электронов  $\mathcal{E}_n(p_x, p_y)$  для разных значений  $p_z$  (т. е.  $n$ ) представляет собой систему параболоидов, вставленных друг в друга так, что дно каждого последующего расположено выше предыдущего (рис. 2). Дно параболоида  $\mathcal{E}_n(0)$  соответствует энергии движения электрона поперёк плёнки (размерный уровень). Т. о., энергетич. спектр электр.

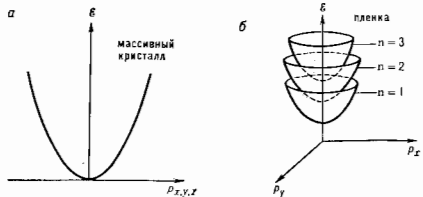


рис. 2. Энергетический спектр электронов в массивном кристалле (а) и в плёнке (б).

онов состоит из набора двумерных размерных подзон, каждая из к-рых содержит значения энергии для всевозможных  $p_x, p_y$  при заданном  $p_z$ . При уменьшении толщины  $L$  энергия размерных уровней  $\mathcal{E}_n(0)$  растёт, увеличивается и расстояние между размерными подзонами.

Т. о., па-за квантования  $p_z$  энергетич. спектр электронов имеет вид

$$\mathcal{E}_n(p_x, p_y) = \mathcal{E}_n(0) + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*}, \quad (3)$$

где  $p_x, p_y$  — компонента квазиимпульса; параллельная поверхности плёнки. Электроны в плёнке образуют *двумерный электронный газ*, когда они занимают одну или неск. двумерных подзон (рис. 3, а, б; см. также *Квазидвумерные соединения, Инверсионный слой*).

**Плотность электронных состояний.** Размерное квантование приводит к радикальной перестройке плотно-

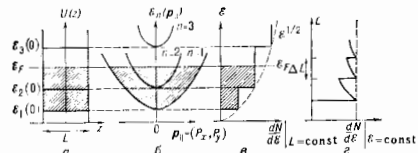


Рис. 3. Потенциальная энергия (а), энергетический спектр (б), плотность состояний  $g(\mathcal{E})$  как функция энергии  $\mathcal{E}$  и толщины  $L$  (з) для электрона в плёнке;  $\mathcal{E}_F$  — уровень Ферми, заштрихованы занятые состояния при  $T=0$  К.

сти электронных состояний  $g(\mathcal{E}) = dN/d\mathcal{E}$ . В массивном кристалле  $g(\mathcal{E})$  имеет плавный монотонный характер, в простейшем случае  $g(\mathcal{E}) \sim \sqrt{\mathcal{E}}$  (иункитр, рис. 3, а). В соответствии с этим электронные свойства под влиянием плен. воздействий изменяются преем. плавно. В тонкой плёнке размерная подзона даёт состояние, не зависящий от энергии (для квадратичного закона *дисперсии*) вклад в  $dN/d\mathcal{E}$ , равный (в расчёте на единицу площади плёнки)  $gm^*/2\pi\hbar^2$ , где  $g$  — кратность, спиновой и долинового вырождения подзоны (см. *Многополосные полупроводники*). Полая плотность состояний является ступенчатой ф-цией энергии  $\mathcal{E}$  (рис. 3, а), причём  $n$ -й скачок происходит при  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_n(0)$  и отражает появление или исчезновение вклада  $n$ -й подзоны. При  $\mathcal{E} = \text{const}$  плотность состояний (на единицу объёма плёнки) как ф-ция  $L$  испытывает скачки при  $L = n\lambda_n/2$ , изменяясь как  $L^{-1}$  между ними (рис. 3, з). Период осцилляций по толщине

$$\Delta L = \pi\hbar^2 (2m^*\mathcal{E})^{-1/2}, \quad (4)$$

**Явления, обусловленные К. р. э.** Электрозные свойства *металлов, полуметаллов* и вырожденных *полупро-*



Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления плёнок Вi от толщины  $L$  при разных температурах  $T$ . С ростом  $L$  и  $T$  осцилляции затухают.

водников определяются электронами с энергией, близкой к  $\mathcal{E}_F$  (см. *Ферми-поверхность*), поэтому термодинамич. и кинетич. характеристики этих веществ зависят от плотности состояний на уровне Ферми  $g(\mathcal{E}_F)$ . Скачкообразное изменение  $g(\mathcal{E}_F)$  при изменении  $L$  должно приводить к осциллирующей зависимости от

$L$  уд. электросопротивления (рис. 4), константы Холла и магнетосопротивления (см. *Гальваномагнитные явления*), а также к особенностям туннельных характеристик плёнок, обнаруженных в Pb, Mg, Au, Ag.

**Туннелирование электронов** — прямое доказательство существования уровней размерного квантования (и способ их исследования). Вероятности туннелирования электронов сквозь потен. барьер определяются параметрами, характеризующими барьер, а также

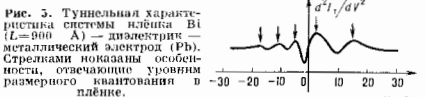


Рис. 5. Туннельная характеристика системы плёнка Вi ( $L=900$  Å) — диэлектрик — металлический электрод (Pb). Стрелками показаны особенности, отвечающие уровням размерного квантования в плёнке.

плотностью нач. и конечных состояний. Поэтому в системах плёнка — диэлектрик — металл особенности  $g(\mathcal{E})$  приводят к особенностям зависимости туннельного тока  $I_{тн}$  от напряжения  $V$ . На рис. 5 показана зависимость 2-й производной туннельного тока в плёнку Вi через тонкий ( $<100$  Å) слой диэлектрика от напряжения  $V$  между массивным металлом, электродом и плёнкой. Напряжение смещает уровни Ферми в металле и плёнке на величину  $eV$  ( $e$  — заряд электрона). В идеальном случае на кривой должны появляться узкие пики всякий раз, когда  $\mathcal{E}_F$  в металле совпадает с  $\mathcal{E}_n(0)$ . Рассеяние уширяет эти пики.

К. р. э. могут существенно изменить свойства *гете-*

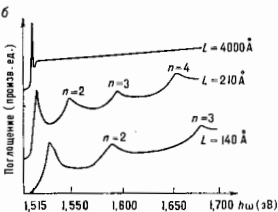


Рис. 6. а — Часть энергетической диаграммы гетероструктуры  $g\mathcal{E}$  — ширины запрещённых зон GaAs и  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ ; б — Оптическое поглощение в многослойной гетероструктуре  $Al_xGa_{1-x}As$  — GaAs —  $Al_xGa_{1-x}As$ , как функция энергии фотона  $h\nu$  при  $T=2$  К;  $L$  — толщина слоев GaAs.

**роструктура** тина  $Al_xGa_{1-x}As$  — GaAs —  $Al_xGa_{1-x}As$ . Движение носителя заряда в них ограничено слоями GaAs, слой  $Al_xGa_{1-x}As$  являются потен. барьерами (рис. 6, а). Если толщина последних не очень мала, гетероструктуру можно рассматривать как набор не связанных между собой плёнок GaAs. Размерное квантование в достаточно тонких ( $10^7$  —  $10^8$  см) слоях GaAs приводит, в частности, к существенному изменению оптич. характеристик. Так, оно обуславливает сдвиг дна  $\mathcal{E}_c$  зон проводимости GaAs (и в противоположную сторону потолка валентной зоны) на величину  $\mathcal{E}_1(0)$ . Это приводит к изменению ширины запрещённой зоны  $\Delta\mathcal{E}_g$ , что, в свою очередь, сдвигает красную границу спектра поглощения в зависимости от  $L$ . К. р. э. проявляются только в структурах с тонкими (140 Å, 210 Å) слоями GaAs. Пики поглощения обусловлены переходами из заглодненной  $n$ -й подзоны в валентной зоне в нутую  $n$ -ую подзону в зоне проводимости GaAs с участием *Ванье-Мотта* *экситонов* (рис. 6). Аналогичные особенности обнаружены в спектрах люминесценции. Зависимость оптич. свойств от  $L$  используется для создания *лазеров* с узкими характеристиками (коротковолновый сдвиг частот излучения, понижение пороговой мощности накачки

(достигается в т. н. «гетеролазерах с квантовыми ямами»).

К. р. э. наблюдаются только в достаточно совершенных и однородных по толщине пленках. Количественно это означает, что уширение уровней  $\delta\epsilon$  размерного квантования из-за рассеяния носителей заряда на примесях, фононах и шероховатостях поверхности илленки должно быть мало по сравнению с энергией. Зазором  $\Delta\epsilon$  между уровнями, а флуктуации толщины должны быть малы по сравнению с длиной волны электрона на уровне Ферми  $\lambda_F$ . Осцилляции, обусловленные К. р. э., наиб. ярко проявляются в тонких пленках ( $L \sim \lambda_F$ ) при низких темп-рах, когда тепловое «размытие»  $g(\epsilon)$  меньше  $\Delta\epsilon$  ( $kT \ll \Delta\epsilon$ , рис. 4). Указанным требованиям лучше всего удовлетворяют эпитаксиальные слои (типа слоев GaAs в многослойных гетероструктурах), а также илленки полуметаллов (Bi, Sb, Sn и их сплавы) и выращенных полупроводников с узкой запрещенной зоной (InSb, PbTe) в интервале толщины  $L \sim 10^{-8} - 10^{-6}$  см. В металлах, илленках из-за малости  $\lambda_F$  труднее выполнять требование однородности илленок по толщине.

Плленки и тонкие слои не единственные объекты ис-

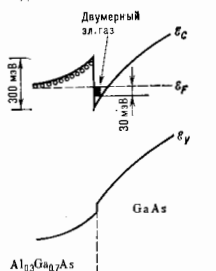


Рис. 7. Энергетическая диаграмма селективно-лазерированного гетеросоединения.

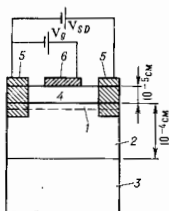


Рис. 8. Схема полевого транзистора: 1 — двумерный электронный газ; 2 — селективно выращенный GaAs; 3 — подложка из полупроводникового GaAs; 4 —  $Al_xGa_{1-x}As$  (концентрация доноров  $N = 7 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ ); 5 — источник и исток; 6 — затвор.

следования К. р. э. Электроны или дырки в инверсионных и обогащенных слоях МДП-структур и селективно (модуляционно) легированных гетероструктур, электроны на поверхности жидкого He также обладают энергией, спектром и плотностью состояний  $g(\epsilon)$  типа изображенных на рис. 3 (б, в), хотя закон квантования  $p_z$  и вид  $\epsilon_n(0)$  отличаются от илленочных. Важное преимущество этих систем по сравнению с илленками — возможность управления концентрацией носителей в широких пределах. Селективно легированные гетероструктуры, состоящие из переходов GaAs —  $Al_xGa_{1-x}As$ , выращиваются, как правило, методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Слой или часть слоя  $Al_xGa_{1-x}As$  легируется (концентрация доноров  $\sim 10^{18}$  см $^{-3}$ ), а слой GaAs не легируется. Селективное легирование приводит к изгибу зон (рис. 7). Электроны, стремясь установить единый уровень Ферми в системе, переходит с доноров в потенц. яму, образующую изгибом зон, с одной стороны, и разрывом дна  $\epsilon_c$  зоны проводимости на гетеропереходе — с другой. Они могут свободно двигаться только вдоль границы гетероперехода. Квантование поперечного движения в яме (аналог размерного квантования в илленке) приводит к образованию двумерного или квазидвумерного электронного газа с поверхностной концентрацией  $10^{11} - 10^{13}$  см $^{-2}$ . В такой системе отсутствуют поверхностные состояния и дефекты (из-за соответствия решеток GaAs и  $Al_xGa_{1-x}As$ ). Расселение на примесях из-за пространств. разделения электронов и породив-

ших их доноров мало. Подавление рассеяния приводит к высоким подвижностям электронов:  $\mu(4K) \approx 10^6$  см $^2/V \cdot с$ ,  $\mu(77K) \approx 10^5$  см $^2/V \cdot с$ ,  $\mu(300K) \approx 10^4$  см $^2/V \cdot с$ . Высокие значения  $\mu$  необходимы для обнаружения таких тонких физ. эффектов, как дробный квантовый Холл эффект, и важны для прикладных целей.

Так, полые транзисторы, основанные на селективно легированных гетероструктурах с двумерным электронным газом, обладают большим быстродействием ( $\geq 10$  пс при  $T = 77K - 300K$ ). Прибор представляет собой гетероструктуру указанного типа, выращенную на полупроводнящей подложке GaAs (рис. 8). Напряжение  $V_{SD}$ , приложенное со стоку и истоку, создаёт ток в двумерной системе, к-рым можно управлять с помощью напряжения  $V_g$  на затворе. Эти приборы перспективны для создания сверхбыстродействующих интегральных схем.

Лит.: Таггер В. А., Демьяновский В. Я., Квантовые размерные эффекты в полупроводниках и полуметаллических илленках, «УФН», 1968, т. 96, с. 61; Ли-Фшиц Н. М. и др., Явление осцилляций термодинамических и кинетических свойств илленок твердых тел, «Открытия. Изобретения. Промышленные образцы. Товарные знаки», 1977, № 32, с. 3; Комьян Ю. Ф., Физика металлических илленок. Размеры и структурные эффекты, М., 1979; Луцкий И. В. И., Писевский В. Н., Размерное квантование, М., 1983; Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1983. В. А. Волков.

**КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ** — устройства для получения эл.-магн. колебаний со стабильной во времени частотой. Среднеквадратичное относит. отклонение частоты (относительная нестабильность) и относит. погрешность воспроизведения действительного значения частоты (вспроизводимость)  $K$ , с. ч. достигает  $10^{-14}$  (К. с. ч. — основа эталонов времени и длины, широко применяются в измерит. технике, навигации и метрологич. службе).

В К. с. ч. используются наиб. стабильные квантовые переходы между энергетич. уровнями атомов или молекул, частоты к-рых расположены в дециметровом или более коротковолновом диапазоне длин волн  $\lambda$ . Однако для большинства применений требуются высокостабильные колебания в радиодиапазоне, а для эталонов времени необходимы колебания с частотой 1 Гц, т. е. с периодом 1 с. Поэтому К. с. ч. содержат помимо устройства для получения спектральной линии (квантового репера частоты) электронную схему преобразования частоты репера в др. частотные диапазоны.

**Типы К. с. ч.** По способу наблюдения спектральной линии в квантовом репере К. с. ч. подразделяются на активные и пассивные. Активный репер является квантовым генератором. Применяют активные К. с. ч. на водородном генераторе и рубидиевом генераторе с оптич. накачкой (рис. 1).



Рис. 1. Блок-схема активного квантового стандарта частоты.

В пассивном репере спектральная линия атомов используется для автоподстройки по ней частоты вспомогат. генератора. В этом случае квантовый репер работает как дискриминатор, определяющий величину и знак отклонения частоты вспомогат. генератора от ее номинального значения и устраняющий это отклонение. В примененных пассивных К. с. ч. реперные спектральные линии лежат в сантиметровом диапазоне  $\lambda$ . При этом вспомогат. генератором служит кварцевый генератор, а электронная схема обеспечивает необходимое преобразование его частоты, наблюдение спектральной линии и автоподстройку по ней кварцевого генератора (рис. 2). Основой пассивных К. с. ч. является входящая в состав репера поглощающая ячейка, в к-рой атомы, максимально изолированные

от внеш. воздействий, избирательно поглощают эдм. магн. излучение с частотой  $f_c$ , формируемой синтезатором частот на частоте кварцевого генератора. Схема сравнения определяет величину и знак разности  $\Delta f$  между частотой  $f$  и частотой спектральной линии  $f_c$



Рис. 2. Блок-схема пассивного стандарта частот.

и вырабатывает управляющий сигнал  $k \Delta f$ , смещающий частоту кварцевого генератора  $f_k$  к её номинальному значению  $f_0$ , при  $k \Delta f = f - f_c = 0$ . При этом весь набор частот, вырабатываемый синтезатором частот, максимально приближается к их номинальным значениям. К пассивным относятся К. с. ч. на пучке атомов Cs и Rb (см. *Цезиевая атомно-лучевая трубка*) и К. с. ч. на атомах Rb с оптич. накачкой и индикацией (см. *Рубидиевый стандарт частоты*).

Если спектральная линия находится в ИК- или оптич. диапазоне, то помогают генератором служит лазер. Поглощающая ячейка содержит разреженный

Кратковрем. относит. нестабильность частоты обратно пропорц. в случае пассивной системы произведению добротности спектральной линии  $f_c/\Delta f_c$  на отношение сигнал/шум при её индикации, а в случае активной системы — произведению  $f_c/\Delta f_c$  на мощность квантовых генераторов и отношение сигнал/шум насыщенных реперов невелики, то для получения кратковрем. относит. нестабильности частоты  $\sim 10^{-12} - 10^{-14}$  при времени усреднения  $\tau \geq 1$  с необходимо  $f_c/\Delta f_c \geq 10^{10} - 10^{10}$ . Именно это обстоятельство ограничивает снизу диапазон частот для спектральной линии репера, т. к. линии с такой добротностью из-за уширения не обнаруживаются вплоть до частот  $\sim 1000$  МГц (см. *Ширина спектральных линий*). Отношение сигнал/шум и мощность генерации линейно зависят от интенсивности линии. Поэтому для получения требуемого отношения сигнал/шум или мощности генерации необходимо иметь макс. разность населённости уровней. Для этого используются: сортировка пучка атомов или молекул по энергиям с помощью неоднородного постоянного магн. или электрич. полей (водородный генератор, цезиевая трубка); оптич. накачка, приводящая к нарушению бальмановского распределения атомов по энергиям (рубидиевый генератор, рубидиевый К. с. ч. с оптич. накачкой и индикацией).

Высокие требования к долговрем. стабильности и воспроизводимости могут быть выполнены, если относит. нестабильность частоты спектральной линии репера  $\leq 10^{-11} - 10^{-14}$  за обусловленное время. Такое значение можно получить только для переходов, слабо зависящих от электрич. и магн. полей в условиях ослабления др. внеш. воздействий. Выполнение этих же условий необходимо и для реализации высокой добротности спектральной линии, однако они, как правило, несоместимы с получением большой интенсивности линии. Наиб. перспективен способ наблюдения спектральной линии в атомном (или молекулярном) пучке.

Требованиям, предъявляемым к свойствам квантового перехода, для К. с. ч. в дециметровом и сантиметровом диапазонах  $\lambda$  наиб. полно удовлетворяют переходы  $F_1 = F, m_F = 0 \rightarrow F_2 = F + 1, m_F = 0$  между подуровнями магн. сверхтонкой структуры осн. состояния атомов H, Ta ( $F=0$ ) и щелочных металлов ( $F=1$  для  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{23}\text{Na}$  и  $F=2$  для  $^{133}\text{Cs}$ ) (см. *Атомные спектры, Зеемана эффект*). Наибольшее совершенство достигли активный К. с. ч. на водородном генераторе и пассивные на цезиевой трубке и атомах Rb с оптич. накачкой и индикацией (табл.).



Рис. 3. Блок-схема оптического стандарта частоты: а — с внешним репером; б — внутренним. Автоподстройка и резонаторы необходимы для увеличения эффекта затягивания частоты.



газ, частота спектральных линий к-рого совпадает с частотой лазера (см. *Оптические стандарты частоты*).

Стабильность частоты определяется в основном характеристиками спектральной линии в поглощающей ячейке: её относит. шириной  $\Delta f_c/f_c$  и интенсивностью (пропорц. произведению квадрата матричного элемента перехода на разность населённости его уровней), а также зависимостью её частоты от внеш. воздействий (магн. и электрич. полей, изменения температуры, давления и т. п.). Относит. ширина линии  $\Delta f_c/f_c$  и её интенсивность определяют гл. обр. стабильность К. с. ч. за короткие времена наблюдения, а степень зависимости частоты от внеш. воздействий обуславливает долговрем. стабильность и воспроизводимость частоты.

Характеристика	Тип стандарта		
	На водородном генераторе	На цезиевой атомно-лучевой трубке	На атомах $^{87}\text{Rb}$ с оптич. накачкой и индикацией
Точность частоты . . . . .	$1 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$10^{-13}$
Относительная погрешность воспроизведения действительного значения частоты . . . . .	$5 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-14}$	$1 \cdot 10^{-12}$
Среднеквадратичное относительное отклонение частоты при времени усреднения: $\tau \leq 1$ с . . . . .	$5 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-13}$
$\tau = 1$ сут . . . . .	$5 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-11}$

Атомное время. Для К. с. ч., используемых в службе времени, важнейшими характеристиками являются точность частоты (нескомпенсированная систематич. относит. погрешность воспроизведения частоты невозмущённого перехода) и относит. погреш-

ность воспроизводимости. Эти характеристики найдены у К. ч. в цезиевой атомно-лучевой трубке. В 1964 Международный комитет по вопросам мер и весов принял в качестве эталона частоты переход  $F_1=3$ ,  $m_F=0 \rightarrow F_2=4$ ,  $m_F=0$  между подуровнями сверхтонкой магн. структуры осн. состояния атомов  $^{133}\text{Cs}$ , не возмущенного внеш. полями, приписав его частоте значение 9192631770 Гц. Соответствующая шкала времени наз. атомной, а единица времени в ней — атомная секунда — определена как 9192631770 период резонансного колебания  $^{133}\text{Cs}$ . Т. о., К. ч. с. ч. в цезиевой атомно-лучевой трубке признан первичным стандартом (эталонном), но относительно к к-рому стандарт др. типов являются вторичными.

Лит.: Григорьев В. В., Жаботинский М. В., Золин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968; Летохов В. С., Чеботарев В. П., Принципы лазерной спектроскопии, М., 1975. — Е. Н. Валтов.

**КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА** — целые или дробные числа, к-рые определяют возможные значения физ. величин, характеризующих квантовые системы (атом, ядро, молекулу и др.), а также отд. элементарные частицы, кварки, глюоны.

К. ч. были впервые введены в физику для описания найденных эмпирически закономерностей атомных спектров, однако смысл К. ч. и связанной с ними дискретности нек-рых физ. величин, характеризующих поведение микрочастиц, был раскрыт лишь квантовой механикой. Согласно квантовой механике, возможные значения физ. величин определяются собственными значениями соответствующих операторов, действующих в пространстве состояний физ. системы. С матем. точки зрения это линейные самосопряженные операторы в гильбертовом пространстве, собственные значения к-рых могут быть непрерывными или дискретными; в последнем случае и возникают нек-рые К. ч. В несколько более общем смысле К. ч. называются величинами, сохраняющиеся в процессе движения, но не обязательно принадлежащие дискретному спектру, напр. импульс или энергию свободно движущейся частицы, массу покоя частицы.

Набор К. ч., исчерпывающе определяющий состояние квантовой системы, наз. полн. н. м. Совокупность состояний, отвечающая всем возможным значениям К. ч. из полного набора, образует полную систему состояний. Так, состояние электрона в атоме определяются четырьмя К. ч. соответственно четырем степеням свободы, связанным с тремя пространств. координатами и спином. Для атома водорода и водорододобных атомов это: главное К. ч. ( $n=1, 2, \dots$ ), орбитальное К. ч. ( $l=0, 1, \dots, n-1$ ), магн. К. ч. ( $m_l, |m_l| \leq l$ ) — проекция орбитального момента на нек-рое направление и К. ч. проекции спина ( $m_s = \pm 1/2$ ). Др. набор К. ч., более пригодный для описания атомных спектров при учёте спин-орбитального взаимодействия (определяющего тонкую структуру уровней энергии), получается при использовании вместо  $m_l$  и  $m_s$  К. ч. полного момента кол-ва движения ( $j=1 \pm 1/2$ ) и К. ч. проекции полного момента ( $m_j, |m_j| \leq j$ ). Те же К. ч. используются для приближённого описания состояний отд. электронов в сложных (многоэлектронных) атомах, состояний нуклонов в ядрах и т. д. (см. Атом, Ядро атомо).

Приведённые выше К. ч. связаны с пространств. симметриями квантовых систем относительно нек-рых непрерывных преобразований. Др. К. ч. отвечают дискретным симметриям, напр. чётность состояния ( $P$ ), к-рая принимает значения  $+1$  и  $-1$  в зависимости от того, сохраняет волновая ф-ция знак при инверсии координат ( $r \rightarrow -r$ ) или меняет его на обратный. Для атома водорода  $P=(-1)^l$ .

Существование сохраняющихся (неизменяемых во времени в среднем) физ. величин тесно связано со свойствами симметрии гамильтониана данной системы. Напр., гамильтониан частицы, движущейся в центр-

симметричном поле, не меняет своего вида при произвольных поворотах системы координатных осей; этой симметрии отвечает сохранение момента импульса (более точно, в таком поле сохраняющимися величинами, к-рые могут одновременно иметь определ. значения, являются квадрат момента импульса и одна из проекций момента, задаваемых К. ч.  $l$  и  $m_l$ ). Если на систему, имеющую нек-рую симметрию, накладывается доп. инт. взаимодействие, к-рос такой симметрией не обладает, то соответствующие К. ч. будут изменяться в процессе эволюции системы. Так, взаимодействие атома с ал.-магн. волной приводит к изменению перечисленных выше К. ч., согласно отбора правил.

Помимо К. ч., ассоциируемых с пространственно-временными симметриями гамильтониана, важную роль играют т. н. внутренн. н. м. К. ч. элементарных частиц, к-рые не скажутся на поведении изолированной частицы, однако проявляются во взаимодействиях частиц. Разл. типы взаимодействий характеризуются разными свойствами симметрии, вследствие чего К. ч., сохраняющиеся в одних взаимодействиях, могут изменяться в других. Так, строго сохраняющимся К. ч. является электрич. заряд  $Q$ , в то время как изотопич. спин  $I$  сохраняется в процессах сильного взаимодействия и нарушается ал.-магн. и слабым взаимодействиями, а странность  $S$  не сохраняется в слабом взаимодействии. В совр. теориях сильного взаимодействия (квантовой хромодинамике) и электрослабого взаимодействия считается, что внутр. симметрии являются локальными, т. е. соответствующие преобразования могут выполняться независимо в каждой точке пространства-времени. Исходя из этого принципа, определяется и сам характер взаимодействия (вид лагранжиана системы взаимодействующих квантовых полей) (см. Квантовые поля). Так, квантовая электродинамика основана на существовании сохраняющегося К. ч. электрич. заряда и соответствующее локальное преобразование симметрии однозначно определяет взаимодействие электронов (и др. лептонов) с фотонами. В теориях электрослабого взаимодействия вводятся также различные лептонные числа, характеризующие лептоны. Сильно взаимодействующие частицы — адроны состоят из кварков (взаимодействие к-рых описывается квантовой хромодинамикой), характеризующихся цветом и ароматом. Цвет (одно из квантовых чисел) может принимать для кварков три значения, а для глюонов — восемь. Все наблюдавшиеся до сих пор частицы бесцветны — построены из комбинаций кварков с нулевым суммарным цветом. Косвенно наблюдались кварки пяти значений квантового числа аромата ( $u, d, s, c, b$ ); существуют аргументы в пользу существования шестого кварка ( $t$ ).

Одним из «старейших» К. ч. элементарных частиц является барионное число, ненулевые значения к-рого приписываются адронам с полуцелым спином (барионам). В течение длит. времени считалось, что барионное число сохраняется во всех взаимодействиях и превращение барионов в лептоны невозможно. Однако в теориях т. н. великого объединения барионное число (так же как и лептонные числа) не является строго сохраняющимся К. ч., что должно, в частности, приводить к нестабильности протона (хотя и с очень малой вероятностью распада). Несохранение барионного числа может происходить также в процессе гравитационного коллапса макроскопич. тел и последующего квантового испарения образующихся при коллапсе чёрных дыр.

**КВАНТОВЫЙ ВЫХОД** прибора — количеств. характеристика прибора, регистрирующего дискретное число частиц (квантов, электронов и пр.), выражаемая отношением числа статистически независимых частиц  $N_1$ , регистрируемых прибором, к числу статистически независимых частиц  $N_2$ , падающих на приёмник прибора:  $Y=N_1/N_2$ . Обычно  $Y < 1$ , для иде-

ального прибора  $Y=1$ . Высочайшим считается прибор с  $Y=0,1-0,4$ . К. в. зависит от способа регистрации частиц (фотоэлектронная эмиссия, люминесценция и т. д.), состояния и свойств прибора, энергии частиц. Напр., для фотоэлектронного прибора соотношение между спектральной чувствительностью  $S_{\lambda}$  [а/Вт] на длине волны  $\lambda$  [мкм] и квантовым выходом  $Y$  [электронов/фотон]

$$Y = \frac{hc}{e\lambda} S_{\lambda} = 1,242 \frac{S_{\lambda}}{\lambda}$$

**КВАНТОВЫЙ ГАЗ** — разреженный газ, состоящий из частиц, де-бройлевская длина волн  $\lambda$  которых намного превышает их радиус взаимодействия. Условие разреженности газа  $N \lambda^3 \ll 1$  ( $N$  — число частиц в единице объема,  $\lambda$  — длина рассеяния частиц, характеризующая их радиус взаимодействия) означает, что К. г. является почти идеальным газом с распределением частиц по энергиям, близким к давлению *Бозе-Эйнштейна статистикой* или *Ферми-Дирака статистикой* в зависимости от знака частиц. Де-бройлевская длина волны  $\lambda \sim h/(m\epsilon)^{1/2}$  ( $\epsilon$  — характеристическая энергия частиц массы  $m$ ), поэтому условие  $\lambda \gg |a|$  ведёт к след. ограничению на темп-ру  $T$  К. г.:

$$kT \ll \frac{h^2}{m a^2} = kT_0 \quad (*)$$

Условие (\*) является наиболее жёстким для изотопов Не или Н, для  $k$ -рых  $T_0 = h^2/m a^2 k \sim 1$ К. Для более тяжёлых элементов условие (\*) ограничивает не только темп-ру, но и плотность К. г., поскольку темп-ра  $T$  должна превосходить темп-ру конденсации газа, что возможно только при малой плотности. Понятие К. г. используют также для газа электронов или квазиэлектронов твёрдого тела. О неидеальных К. г. см. *Бозе-газ*, *Ферми-газ*, *Квантовая жидкость*.

Свойства К. г. зависят от степени его вырождения. *Вырождение температура*  $T_0$  зависит от плотности газа,  $T_0 \sim h^2 N^{1/3}/mk = T_0 a^3 N^{1/3}$ . При  $T > T_0$  газ является невырожденным и распределение частиц по энергиям (скоростям) описывается *Больцмана распределением* (*Максвелла распределением*). При этом связанные с идеальностью К. г. поправки к термодинамическим характеристикам обычного классич. идеального газа (т. е. его вириальные коэффициенты; см. *Виральные разложения*) определяются разложением по малой величине  $N a^3$ . В случае  $T < T_0$  К. г. попадает в область квантового вырождения и представляет собой в зависимости от статистики частиц слабо неидеальный вырожденный ферми- или бозе-газ. В этом случае  $\epsilon \sim kT_0$  и условие  $\lambda \gg |a|$  сводится к условию  $T < T_0 < T_*$ , причём неравенство  $T_0 < T_*$  фактически эквивалентно условию разреженности газа  $N^{1/3} |a| \ll 1$ . При  $T > T_0$  свойства ферми- и бозе-газов по многим сходны между собой, свойства же вырожденных К. г. принципиально различаются.

**Ферми-газ**. В вырожденном газе фермионов при  $T < T_0$  зависимость характеристик газа от темп-ры определяется разложением по  $T/T_0$ , а учёт неидеальности сводится к разложению по параметру  $N^{1/3} a$ . При  $T=0$  частицы К. г. фермионов заполняют в импульсном пространстве ферми-сферу радиуса  $p_F = \hbar (6\pi^2 N/g)^{1/3}$ ,  $g = 2S + 1$  ( $S$  — спин частиц), наз. фермиевским импульсом. В гл. приближении по плотности (без поправки на неидеальность газа) граничная энергия Ферми,  $\epsilon_F = p_F^2/2m$ , совпадает с темп-рой вырождения,  $\epsilon_F = kT_0$ . Для частиц с опред. значением проекции спина  $\sigma$  ф-ция распределения  $n_{\sigma}$  по импульсам  $p$  (энергиям  $\epsilon$ ) имеет вид т. н. фермиевской ступеньки и равна  $n_{\sigma}(p) = 1/n_{\sigma}(\epsilon) = 1$  при  $p < p_F$  ( $\epsilon < \epsilon_F$ ) и  $n_{\sigma}(p) = 0$  [ $n_{\sigma}(\epsilon) = 0$ ] при  $p > p_F$  ( $\epsilon > \epsilon_F$ ). При  $0 < T < T_0$  вид ф-ции распределения практически сохраняется, но появ-

ляется узкая переходная область ширины  $kT$  вблизи граничной энергии  $\epsilon = \epsilon_F$  (область размытия ступеньки), в  $k$ -рой ф-ция распределения явно меняется от 1 до 0. *Уравнение состояния* вырожденного идеального ферми-газа при  $T=0$  имеет вид  $P = (6\pi^2/g)^{1/3} \hbar^2 N^{1/3}/5m$ , где  $P$  — давление газа. Уд. теплоёмкость такого газа при  $T=0$  линейна по темп-ре,  $C = (\pi g/6)^{1/3} \hbar^2 N^{1/3} k^2 T + \dots$ , причём отброшены члены  $\sim (T/T_0)^3$ . Учёт взаимодействия (неидеальности газа) приводит в этом выражении к замене массы частиц  $m$  на эфф. массу  $m^*$ , отличающуюся от  $m$  малыми поправками  $\sim N^{1/3} a^2$ . Магн. восприимчивость вырожденного ферми-газа практически не зависит от темп-ры (см. *Паули парамагнетизм*, *Ландау диамagnetизм*). Если ср. энергия частиц сравнима с  $m c^2$  ( $c$  — скорость света), существенны релятивистские эффекты. В ультрарелятивистском случае энергии частиц пропор. импульсу:  $\epsilon = cp$ , тогда ур-ние состояния газа имеет вид  $P = (6\pi^2/g)^{1/3} \hbar^2 N^{1/3} c/4$ , а его уд. теплоёмкость равна  $C = (g\pi^2/6)^{1/3} \hbar^2 N^{1/3} k^2 T/3\epsilon c$ .

Принципиальной особенностью вырожденных ферми-систем, в т. ч. и ферми-газа, является возможность распространения слаботазующих высокочастотных колебаний с  $\omega > 1$  ( $\omega$  — частота колебаний,  $\tau$  — характерное время релаксации). При  $a > 0$  в газе может распространяться *нулевой звук* (колебания ф-ции распределения частиц  $S p_{\sigma} n_{\sigma}(p)$ ), а при  $a < 0$  — *спиновые волны* (колебания распределения спиновой плотности  $S p_{\sigma} \sigma_{\sigma}(p)$ ). Скорость распространения и таких волн в разреженном вырожденном ферми-газе близка к фермиевской скорости  $v_F = p_F/m$ . Эксперим. наблюдение этих колебаний в разреженном газе, вследствие сильного *Ландау затухания*, возможно только при крайне низких темп-рах. При  $T < T_0 \exp(-\lambda \hbar/2 p_F a)$  вырожденный ферми-газ с притяжением между частицами ( $a < 0$ ) устойчив по отношению к спариванию (см. *Купера эффект*), что ведёт к *сверхтекучести* (*сверхпроводимости*) системы.

**Бозе-газ**. Вырожденный бозе-газ с притяжением между частицами всегда устойчив и существовать не может, поскольку для него не выполняется условие термодинамич. устойчивости системы  $\partial P/\partial V < 0$ , где  $V$  — объём. При  $T < T_0$  происходит *Бозе-Эйнштейна конденсация*: в газе появляются макроскопически большое число частиц с нулевой энергией ( $\epsilon=0$ ). Это явление, тесно связанное с явлением сверхтекучести, по-видимому, можно наблюдать в газе экситонов, в газе атомов  $^4\text{He}$ , адсорбированных на пористом стекле и в синионовольризованном атомарном водород.

**Сининовая поляризация газов**. В К. г. возможны макроскопич. квантовые явления при любой степени вырождения, особенно ярко проявляющиеся при спиновой поляризации, когда концентрации частиц с разл. проекциями спина различны, напр. вследствие включения магн. поля. К подобным квантовым явлениям относятся магнитокинетич. эффекты и возможность распространения спиновых волн в сининовольризованных К. г. Магнитокинетич. эффекты соответствуют практически неогранич. росту длины свободного пробега и кинетич. коэф. (напр., вязкости и теплопроводности) в разреженном газе фермионов при спиновой поляризации газа. Это — макроскопич. проявление принципа Паули и квантовомеханич. тождественности частиц. Условие  $\lambda \gg |a|$  означает, что характерные скорости частиц газа малы, а их рассеяние друг на друга сводится, согласно квантовой теории рассеяния, в основном к  $s$ -рассеянию (рассеянию с нулевым орбитальным моментом относительного движения частиц). Для  $s$ -рассеяния тождества частиц существенны только столкновения частиц с чётным суммарным спином. При спиновой поляризации частиц со спином  $S$  всё большее число частиц оказывается в состоянии с проекцией спина  $+S$  и не даёт вклада в  $s$ -рассеяние при столкновениях между собой ( $2S$  для

фермионов нечётное число). Это и приводит к увеличению эфф. длины свободного пробега в К. г. фермионов. В К. г. бозонов такие эффекты отсутствуют, т. е. в этом случае число  $2\pi$  чётно.

В спинополаризованных К. г. при любых степенях вырождения (в т. ч. и в больцмановской температурной области  $T_0 \ll T < T_0$ ) и при любой статистике частиц могут распространяться поперечные спиновые волны (колебания компоненты магн. момента, перпендикулярной направлению равновесной намагниченности) с квадратичным законом дисперсии  $\omega \sim k^2$  ( $\omega$  — частота,  $k$  — волновой вектор). Эти колебания аналогичны спиновым волнам в спинополаризованных вырожденных ферми-жидкостях (металлах) и связаны с существованием корреляций, обусловленных большой длиной волны частиц К. г. Для К. г. фермионов со спином  $1/2$  спектр спиновых волн при любой степени вырождения имеет вид

$$\omega = 2\beta H + \frac{1}{3} \frac{k^2}{\Omega^2 \epsilon^2 + 1} \frac{\langle \sigma^2 \rangle - N_+ + \langle \sigma^2 \rangle - N_-}{N_+ - N_-}$$

при условии  $(\omega - 2\beta H) \ll \Omega$  при произвольном  $\Omega$ . Здесь  $H$  — напряжённость магн. поля,  $\beta$  — магн. момент частиц,  $N_+$  и  $\langle \sigma^2 \rangle$  — концентрация и ср. квадрат скорости частиц с проекцией спина  $\pm 1/2$ ,  $\Omega = -4\pi a (\beta / m) (N_+ - N_-)$ . Спиновые волны являются слабозатухающими при  $\Omega \gg 1$ . Такие спиновые волны были недавно обнаружены как в газах фермионов (газ  $^3\text{He}$ , слабый раствор  $^3\text{He}$  в сверхтекучем  $^4\text{He}$ ), так и в К. г. бозонов (спинополаризованном атомарном  $\text{H}$ ) при разл. степенях квантового вырождения.

Лит.: Лайдау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Лифшиц Е. М., Пайс Л. и Лифшиц Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Вашик И. Е. П., Спиновые волны и квантовые коллективные явления в бозьмазовских газах, «УФН», 1986, т. 148, с. 433. А. Э. Мейерович.

**КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР** — устройство, генерирующее эл.-магн. излучение за счёт вынужденного испускания фотонов ансамблем микрочастиц. При термодинам. равновесии системы микрочастиц, взаимодействующей с эл.-магн. полем, вынужденное испускание фотонов много меньше поглощения их частями. В этом случае вынужденное испускание, играя принципиальную роль в обеспечении термодинамич. равновесия, не может привести к генерации. Для генерации необходимо обеспечить *инверсию населённости* двух энергетич. уровней частиц.

К. г. был предложен и реализован в 1954 независимо двумя группами радиопизиков [Н. Г. Басов и А. М. Прохоров и Ч. Таунс (Ch. H. Townes) с сотрудниками], работавших в области *радиоспектроскопии*. Они показали, что для создания К. г. необходимо объединить ансамбль микрочастиц (рабочее вещество) с элементом положит. обратной связи и обеспечить инверсию населённости рабочих энергетич. уровней ансамбля микрочастиц. Они практически одновременно создали одинаковые К. г., в к-рых рабочим веществом служил пучок молекул  $\text{NH}_3$ , элементом обратной связи — объёмный резонатор, а инверсия населённости достигалась сортировкой молекул по энергии (*молекулярный генератор*).

К. г. радиодиапазона (мазеры) обладают наивысшей стабильностью, достигаемой в этом диапазоне, и применяются гл. обр. в качестве стандартов частоты (см. *Водородный генератор*, *Квантовые стандарты частоты*).

В 1960 были созданы К. г. оптич. диапазона — *лазеры*, работающие на кристалде рубина Т. Мейман (Th. Maiman) и на атомах  $\text{Ne}$  в газовой смеси  $\text{He}+\text{Ne}$  при пониженном давлении А. Джаван (A. Javan). В обоих случаях обратная связь осуществлялась при помощи открытого резонатора, а инверсия населённости рабочих уровней системы частиц обеспечивалась в случае рубина оптич. накачкой (см. *Твердотельный лазер*),

в случае  $\text{He}+\text{Ne}$  — электрич. разрядом (см. *Газоразрядные лазеры*).

Диапазон волн, излучаемых К. г., ограничен радиодиапазоном со стороны длинных радиоволн и диапазоном мягкого рентг. излучения с коротковолновой стороны. Для получения более коротковолнового когерентного излучения К. г. оптич. диапазона наблюдают умножителями частоты (см. *Нелинейная оптика*, *Параметрический генератор света*). Наряду с К. г., излучающими фиксированные частоты, определяемыми узкими энергетич. уровнями микрочастиц, созданы К. г., излучение к-рых может перестраиваться по частоте (*лазеры на красителях*, на  $F$ -центрах и др.). Особым классом К. г. являются лазеры на вынужденных рассеяниях разл. типов (см., напр., *Комбинационный лазер*) и др. К. г. — преобразователи, в к-рых применяются разл. нелинейные эффекты, возникающие при большой плотности излучения переносных К. г.

Лит. см. при статьях *Квантовая электроника*, *Лазер*.

**КВАНТОВЫЙ ГИРОСКОП** — собирательный термин для приборов квантовой электроники, служащих для обнаружения и определения величины и знака угловой скорости вращения или угла поворота относительно инерциальной системы отсчёта. В основу действия К. г. положены гироскопич. свойства частиц или волн — атомных ядер, электронов, фотонов, фононов и т. д. Эти свойства могут быть обусловлены как спиновыми и орбитальными моментами микрочастиц, так и зависимостью времени отхода замкнутого контура (интерферометра или резонатора), встречными сотовыми или поперечными акустическими, магнитными волнами от скорости и направления вращения контура. Полезный сигнал, пропорциональный скорости вращения, возникает или за счёт прецессии механич. и магнитных моментов микрочастиц, или за счёт возникновения разности фаз или частот между встречными волнами во вращающемся контуре.

В навигации используются *лазерные гироскопы*, разрабатываются *волоконно-оптические гироскопы* и *ядерные гироскопы*. Ведутся исследования электронных, ионных, радиозотронных, джозефсоновских и др. К. г.

Лит.: Малеев П. И., Новые типы гироскопов, Л., 1971; Ньюбург и др., Кольцевые интерферометры на акустических и магнитных поверхностных волнах для датчиков скорости вращения, «ТИИЭР», 1974, т. 62, № 12, с. 6; Лихарев К. К., Удальцов Б. Т., Системы с джозефсоновскими контактами, М., 1978; Курвики М. М., Голдштейн М. С. (реда.), Инерциальная навигация, «ТИИЭР», 1983, т. 71, № 10, с. 47; Шереметьев А. А., Волноный оптический гироскоп, М., 1987.

**КВАНТОВЫЙ ДЕФЕКТ** — величина, характеризующая отличие энергии электрона в атоме от энергии электрона с тем же квантовым числом  $l$  в водородо-подобном атоме. Введён Ю. Р. Ридбергом (J. R. Rydberg) для описания *спектральных серий* атомов щелочных металлов простыми универсальными ф-лами, аналогичными ф-лам для спектральных серий атомов водорода. К. д. иногда наз. и поправкой Ридберга.

Уровень энергии  $\epsilon_{nl}$  атомов щелочных металлов (и щелочноподобных ионов) с одним  $l$  тем же орбитальным квантовым числом  $l$  с хорошей точностью можно описать ф-лой

$$\epsilon_{nl} = -\frac{z^2 R_y}{(n-\Delta)^2},$$

где  $z$  — зарядовое число атомного остатка, т. е. всей атомной системы, за исключением валентного электрона (или спектроскопич. символ иона),  $R_y = me^4/2\hbar^2$  — *Ридберга постоянная*. Величина К. д.  $\Delta$  слабо зависит от  $n$  и быстро убывает с ростом  $l$ .

Метод, основанный на введении К. д., теоретически обоснован для атомных и молекулярных *ридберговских состояний*; ридберговские состояния электрона можно описывать с помощью аналитич. ф-ций энергии. Благодаря этому метод К. д. находит широкое применение

в теории фотоионизации атомов и молекул и в теории электронно-атомных столкновений.

Лит.: See I on M. J., Quantum defect theory, «Repts Progr. Phys.», 1983, v. 46, p. 167.

**КВАНТОВЫЙ КРИСТАЛЛ** — кристалл, в к-ром амплитуда нулевых колебаний  $a_0$  частиц, образующих кристаллич. решётку, сравнима с межатомным расстоянием  $a$ , что приводит к заметной вероятности когерентных туннельных перемещений и перестановок частиц в осн. состоянии. Стеней «квантового» кристалла можно характеризовать не по значению т. в. в параметра де Бюра:

$$\Lambda \sim (\hbar/a)(m\epsilon)^{1/2} \sim (a_0/a)^2, \quad (1)$$

величина к-рой растёт с уменьшением массы т. частиц и энергии их взаимодействия  $\epsilon$ . Наиб. значения  $\Lambda$  достигают для кристаллов  $^3\text{He}$  ( $\Lambda \sim 0,5$ );  $^4\text{He}$  (0,4);  $\text{H}_2$  (0,3);  $\text{Ne}$  (0,1).

В обычных кристаллах частицы, образующие решётку, при низких темп-рах локализованы, их движение сводится к малым колебаниям около положений равновесия (узлов кристаллич. решётки). В К. к. большая амплитуда нулевых колебаний приводит к квантовой дelokализации частиц: частицы могут совершать когерентные подбарьерные переходы (см. *Туннельный эффект*) на соседние узлы кристаллич. решётки и менять места. Вероятность туннелирования частиц  $w$  экспоненциально растёт с увеличением  $\Lambda$ :

$$w \sim \exp(-1/\Lambda).$$

В результате в К. к. исчезает возможность отожждествления между частямицами и узлами решётки и начинают проявляться эффекты квантовомеханич. тождественности частиц, в т. ч. об. обменное взаимодействие. Кроме того, возникают большие коррелц. эффекты, связанные с возможными когерентными перестановками большого числа частиц в осн. состоянии. Так, в твёрдом  $^3\text{He}$  антиферромагн. упорядочение кристалла при низких темп-рах (см. *Гелий твёрдый*) во многом определяется 3- и 4-частичными обменными процессами ( $^3\text{He}$  — уникальный пример ядерного магнетика — электронный спин атомов  $^3\text{He}$  равен 0; в обычных кристаллах обменное взаимодействие, как правило, является двухчастичным). Необходимость учёта сильных многочастичных коррелций усложняет расчёты параметров осн. состояния К. к.

Отсутствие отождествления частиц и узлов решётки означает также, что в К. к. снимается требование равенства в осн. состоянии числа частиц и узлов решётки, т. е. в К. к. могут существовать нулевые вакансии. Равновесная концентрация вакансий в К. к. при  $T=0$  К может оказаться отличной от 0 (в обычных кристаллах равновесная концентрация вакансий при уменьшении  $T$  экспоненциально  $\rightarrow 0$ ). Наличие нулевых вакансий могло бы привести к *свертлечуности* К. к. и к возможности бесдиссипативного течения кристалла при неподвижной кристаллич. решётке.

Т. к. частицы К. к. тождественны, то непосредственно наблюдать квантовую дelokализацию частиц в осн. состоянии трудно. Положение меняется, если в К. к. имеются точечные дефекты (вакансии, примесные атомы, междоузельные атомы, перегибы на дислокациях и пр.). В этом случае дelokализация частиц К. к. означает также и дelokализацию точечных дефектов, превращающихся в своеобразные квазичастицы — *дефектоны*, практически свободно двигающиеся через кристалл. Свойства дефектонов аналогичны свойствам др. квазичастиц в твёрдых телах, а ширина энергетической зоны дефектонов  $\Delta \sim \hbar^2/m^2 a^2$  (см. также *Вакансии*, *Прийево*). Зонное движение дефектонов в К. к. проявляется в *квантовой диффузии* и в особенности *внутреннего трения*. Дelokализация поверхностных дефектов К. к. обуславливает возможность распространения вдоль границы

раздела фаз *квантовая жидкость* — К. к. кристаллизоционных *волн*, а также существование специфич. квантового атомно-шероховатого состояния поверхности раздела.

Кроме перечисленных выше кристаллов к К. к. иногда относят также растворы водорода в тяжёлых металлах. Такие кристаллы являются квантовыми по отношению к лёгким частицам и классическими по отношению к тяжёлым атомам. Кроме того, к К. к. относят гипотетич. кристаллы, состояние не из атомов или молекул, а из электронов, экситонов и т. п. (см. *Высвероский кристалл*).

Лит. см. при статьях *Квантовая диффузия*, *Гелий твёрдый*, *А. Ф. Мейерович*.

**КВАНТОВЫЙ МАГНИТОМЕТР** (гесламстр) — прибор для измерения слабых магн. полей, основанный на определении частоты квантового перехода парамагн. частиц с одного зеemanовского подуровня на другой. Разность энергий между зеemanовскими подуровнями пропорц. напряжённости магн. поля  $H$  (см. *Зеemана эффект*). К. м. обладает высокой чувствительностью, постоянной в широком диапазоне ср. и малых значений  $H$ . Применяется для магн. разведки полезных ископаемых, исследования магн. поля Земли и др. планет Солнечной системы и межпланетного пространства, а также для биоматн. исследований и др.

**Принцип работы.** В наиб. распространённом К. м. частота перехода  $\omega$  между выбранными подуровнями определяется по резонансному поглощению эл.-магн. излучения. Т. к. разность энергий  $\Delta E$  между магн. подуровнями в равновесном состоянии мала ( $\Delta E = \hbar \omega$ , но частоте  $\omega$  соответствует радиодиапазон), то населённости этих уровней близки. Поэтому измерение  $\Delta E$  затруднительно. Для достижения высокой чувствительности необходимо нарушить равновесное состояние системы нулём магн. поляризации вещества, т. е. увеличить разность населённостей для выбранных подуровней. Существует неск. способов магн. поляризации вещества, напр. наложение сильного доп. магн. поля (ндерн о-р-рессессии) или протонный (К. м.) или водородный на систему световым излучением резонансной частоты (К. м. с оптич. накачкой). В основе действия и тех и других лежит явление *магнитного резонанса*.

Существуют также К. м. нерезонансного типа, основанные на оптич. ориентации атомов и использовании явления нересечений или антинересечений магн. подуровней в слабом магн. поле (магнитометр Халле), и на *Джозефсона эффекте* (см. *Сквид*).

**Протонный К. м.** основан на прецессии протонов в магн. поле. В отсутствие внеш. магн. поля магн. моменты отд. протонов ориентированы хаотично. Внеш. подмагничивающее поле  $H_0$  ориентирует протоны в направлении  $H_0$ . В результате вещество приобретает макроскопич. ядерную параматн. намагнитность. вектор  $K$  после выключения  $H_0$  прецессирует вокруг  $H$  с частотой

$$\omega_0 = \gamma_{\text{яд}} H,$$

где  $\gamma_{\text{яд}}$  — гиромагн. отношение протона. Т. к.  $\gamma_{\text{яд}}$  известно с большой точностью, то  $H$  определяется измерением  $\omega_0$  также с высокой точностью.

В протонных К. м. сосуд с богатой протонами жидкостью (спирт, вода, керосин и др.) помещают внутрь катушки, создающей поле  $H_0 \sim 10$  мТл, обеспечивающее необходимую поляризацию вещества и направленное приблизительно перпендикулярно измеряемому полю  $H$ . Т. к. вещество находится под действием двух полей — слабого измеряемого  $H$  и поляризующего  $H_0$ , то прецессия вектора ядерной намагнитченности происходит вокруг вектора суммарного поля  $H + H_0$ . Если затем поле  $H_0$  быстро выключить, вектор намагнитченности будет прецессировать с частотой  $\omega_0 = \gamma_{\text{яд}} H$  вокруг  $H$  (затухающая свободная прецессия). Для измерения частоты прецессии индукционную катушку



через усилитель подводят к частотно-измерит. устройству (рис. 4). Точность протонного К. м. достигает 10 пТл.

Протонные К. м. применяют для геофиз. исследований (в обсерваториях, на море, при аэрогаз. и спутниковых измерениях, для решения задач вулканологии и археологии и др.). Их достоинства: абсолютность

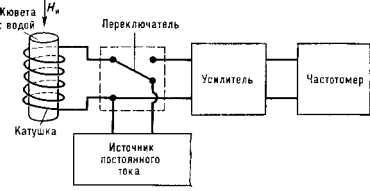


Рис. 4. Схема протонного магнитометра.

измерений, высокая стабильность коэф. преобразования полс-частота и независимость его от внеш. условий; высокая точность измерения частоты, превосходящая точность измерения др. физ. величин. Недостатки: малая величина сигнала, невозможность непрерывного режима работы, значит. погрешность при поворотах прибора (3,7 атл-с-рад<sup>-1</sup>).

К. м. с оптической накачкой лишён этих недостатков. В нём поляризация вещества достигается воздействием на парамагн. атомы светового излучения определ. частоты. Реальная система земановских уровней парамагн. атомов (K, Rb, Cs), применяемых в К. м., сложна. Однако принцип оптич. накачки может быть проиллюстрирован на простейшей двухуровневой схеме. Свет накачки должен быть таким, чтобы вероятность его поглощения существенно различалась для разных подуровней. В этом случае под действием света накачки иррелевантно равенство населённости этих подуровней нарушится и в ансамбле атомов возникнет макроскопич. электрич. магн. момент — система станет поляризованной (см. *Оптическая накачка, Оптическая ориентация* атомов).

Степень поляризации определяется конкуренцией процессов накачки и тепловой релаксации, приводящей к потере поляризации за счёт тепловых столкновений атомов со стенками ячейки. Для того чтобы свести эффект тепловой релаксации к минимуму, в поглощающую ячейку наряду с парами щелочного металла помещают небольшое кол-во диамагн. газа (He, Ar, N и т. д.), замедляющего диффузию к стенкам, либо покрывают стенки защитными покрытиями (парафин, полиэтилен).

Т. к. плотность рабочих атомов в ячейке мала (~10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>), то намагниченность, полученная при помощи оптич. накачки, также мала и прецессия макроскопич. момента не обнаруживается по эдс, наводимой ею в индукц. катушке, как в протонных К. м. Методы обнаружения прецессии в этом случае основаны на наблюдении изменений интенсивности поглощения света ансамблем вольтро-плавящихся атомов при воздействии на него резонансного радиочастотного поля  $H_1$ . Один из методов основан на том, что поле  $H_1$ , частота к-рого  $\omega_0$  совпадает с частотой перехода между земановскими подуровнями, приводит к выравниванию их населённости. Это проявляется в уменьшении степени магн. поляризации пара и увеличении поглощения света накачки. Изменяя в небольших пределах частоту радиоволны и регистрируя её в момент наиб. поглощения света накачки, можно точно определить  $H$  (оптич. индикация). В схеме такого К. м. радиочастотный генератор периодически пере-страивают вокруг  $\omega_0$  (обычно в магн. поле Земли

рабочие частоты для щелочных металлов лежат в диапазоне 200—700 кГц) при помощи вспомогат. звукового генератора, а частоту  $\omega_0$  определяют синхронным детектором или при помощи осциллографа (рис. 2).

Др. метод состоит в измерении частоты генерации  $\omega_0$  в схеме самогенерирующего К. м., в к-ром паращелочного металла играют роль резонансного эле-

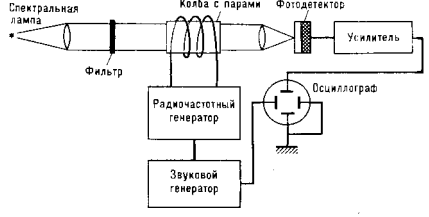


Рис. 2. Схема квантового магнитометра с оптической накачкой и оптической индикацией.

мента в цепи обратной связи усилителя (рис. 3). Суммарный магн. момент, прецессируя в измеряемом поле  $H$  с частотой  $\omega_0$ , периодически с той же частотой меняет прозрачность паров для света накачки. Это

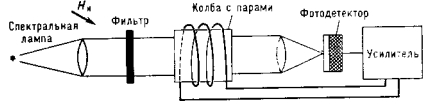


Рис. 3. Схема самогенерирующего квантового магнитометра с оптической накачкой.

регистрируется фотоприёмником как модуляция амплитуды фототока на частоте  $\omega_0$ . Переменный фототок усиливается и подаётся в катушку радиочастотного возбуждения, окружающую ячейку с паром (замкнутая цепь самовозбуждения). Избирательность этой цепи обеспечивается прецессией магн. момента в поле  $H$ . Частоту  $\omega_0$  сигнала, генерируемого таким К. м., можно точно измерить (автоматически и дистанционно).

В К. м. с оптич. накачкой макс. чувствительность достигается для Rb или Cs (реже K и He). При измерениях индукции B магн. поля Земли порог чувствительности таких К. м. достигает 10<sup>-12</sup> Тл. Для полей с B > 10<sup>-3</sup> Тл они не применяются. Для He рабочий диапазон 10<sup>-12</sup>—10<sup>-3</sup> Тл, для Rb — 10<sup>-13</sup>—10<sup>-10</sup> Тл. Абс. погрешность измерений B, как правило, значительно выше порога чувствительности (0,1—1 нТл). Осн. достоинство — возможность точных измерений величины поля (модуля) с асинхронизированных платформ и в движении. К. м. с оптич. накачкой позволили измерить геомагн. поле, установить его пространств. и вековые изменения (см. *Земной магнетизм*), обнаружить неосферные приравноразличные токовые системы и внеосферные токовые кольца, а также ток вдоль силовых линий в полярных областях (см. *Ионосфера, Магнитосфера Земли*).

К. м. нерезонансного типа основан на оптич. ориентации атомов с использованием явлений пересечения земановских подуровней осн. состоянии атомов в магн. поле (*Хане эффект*). В К. м. этого типа колба (внутр. поверхность стенок к-рой покрыты парафином), заключённая парамагн. <sup>87</sup>Rb, освещается инфракрасно поляризованным излучением <sup>87</sup>Rb, проходящим через фильтр, пропускающий только одну спектральную линию (D<sub>1</sub> — линию). Измеряемое поле H и вспомога-

радиочастотное поле  $H_{\text{cos}}$  от ориентированы перпендикулярно направлению света. Свет, прошедший через колбу с парами, воспринимается фотоприёмником и регистрируется синхронным детектором, на к-рый подается также сигнал с частотой  $\omega$  (рис. 4).

Радиочастотное поле  $H_{\text{cos}}$  от, параллельное измеряемому полю  $H$ , модулирует расщепление между

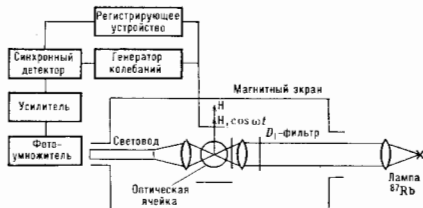


Рис. 4. Схема Халле магнитометра.

энергетич. подуровнями атомов  $^{87}\text{Rb}$ , что приводит к модуляции интенсивности регистрируемого света. Контур наблюдаемой линии имеет лоренцеву форму  $(1 + Q^2)^{-1}$ , где  $Q = |\epsilon_2 - \epsilon_1|/\hbar$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon_1$  — энергии пересекающихся уровней,  $\tau$  — время жизни возбужденного атома. Максимум наблюдаемой линии соответствует пересечению уровней  $\epsilon_2 - \epsilon_1 = 0$ .

Для измерения компонент поля  $H$  удобно наблюдать кривую дисперсии. При этом в пределах ширины линии  $\Gamma$ , амплитуда регистрируемого оптического сигнала проходит через нуль при  $H=0$  и проница, измеренной компоненте поля. Частота  $\omega$  радиочастотного поля, воздействующего на атомы  $^{87}\text{Rb}$ , не является резонансной частотой этих атомов, поэтому Халле магнитометр не является резонансным, несмотря на то, что наблюдаемый сигнал имеет лоренцеву форму.

С помощью Халле магнитометра могут быть измерены слабые магн. поля с индукцией  $H \approx 100 - 1000$  нТл при отношении сигнала к шуму  $\sim 10^3$  и пороге чувствительности  $1 - 2$  нТл. Такая чувствительность сравнима лишь с чувствительностью магнитометров, в к-рых используются квантовые магн. потоки в двух- или трехпроводниках. Халле магнитометры применяются для измерения сверхслабых магн. полей, напр. магн. полей в космосе, полей ферромагн. экранов и др.

Лит.: Померанцев Н. М., Рязков В. М., Скрябин Г. В., Физические основы квантовой магнитометрии, М., 1972; Скрябин Г. В., Соломахо Г. И., Явление пересечения магнитных подуровней в основном состоянии и его применение в магнитометрии, Геофиз. аппаратура, 1970, т. 52, с. 3; Александров Е. В., Мамырин А. В., Наумов А. П., СТС — магнитометр для абсолютных измерений магнитной индукции слабых магнитных полей, Измерит. техника, 1977, № 7, с. 73; Колотов А. Н., Михайлов И. В. В. Компонентные гелиевые магнитометры на эффекте Халле, в сб.: Геоманнитное приборостроение, М., 1977, с. 9; Александров Е. В., Абсолютные измерения малых магнитных полей, Вестник АН СССР, 1978, № 14, с. 14; Михайлов И. В. В. Атомно-резонансные магнитометры с оптической накачкой, в кн.: Исследования в области магнитных измерений, Л., 1978, с. 3; Блинов В. В. и др., Щелочно-гелиевый магнитометр с оптической ориентацией атомов натрия, ИТФ, 1984, т. 54, кн. 2, с. 287. Е. И. Давыдова

**КВАНТОВЫЙ ПЕРЕХОД** — характерный для квантовой системы (атома, молекулы, кристалла, атомного ядра, элементарной частицы) скачкообразный переход из одного состояния в другое, происходящий под влиянием к.-л. взаимодействия, присущего частям данной системы. Наиболее явнен случай К. п. между стационарными состояниями, соответствующими определен. значениям энергии системы [представление о К. п. для этого случая было введено Н. Бором (N. Bohr)

в 1913]. К. п. между нестационарными состояниями могут быть описаны с помощью *суперпозиции состояний* принципа.

В общем случае К. п. характеризуется амплитудой перехода (см. *Матрица рассеяния*); квадрат её модуля определяет вероятность перехода. При любых К. п. выполняются точные законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, электрич. заряда и др. В К. п., происходящих за счёт эл.-магн. и сильного взаимодействий, выполняются законы сохранения пространственной четности, зарядовой четности, странности и др., к-рые могут нарушаться в переходах, происходящих благодаря слабому взаимодействию (см. *Отбор правила*). К. п. между разл. стационарными состояниями, сопровождающис испусканием или поглощением к.-л. частицы (напр., фотона в случае излучательных переходов), на схемах уровней энергии принято изображать вертикальными или наклонными линиями, соединяющими соответствующие уровни энергии системы, изображаемые горизонтальными линиями. Ниже рассматриваются К. п. в атомах и молекулах. Такие К. п. могут быть излучательными и безизлучательными. При излучат. К. п. система испускает (переход  $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2$ ,  $\epsilon_1 > \epsilon_2$ , где  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — энергии стационарных состояний, между к-рыми происходит К. п.) или поглощает (переход  $\epsilon_2 \rightarrow \epsilon_1$ ) квант эл.-магн. излучения — фотон энергии  $h\nu = \omega = \epsilon_1 - \epsilon_2$  (у или  $\omega$  — обычная или круговая частота излучения). В зависимости от величин  $\epsilon_1 - \epsilon_2$  испускается или поглощается излучение в разл. частотных диапазонах шкалы эл.-магн. волн. Сонокупность излучат. К. п. с верх. уровней энергии на нижние образует спектр испускания данной квантовой системы, а с ниж. уровней на верхние — её спектр поглощения. При безызлучат. К. п. система отдаёт или получает энергию при взаимодействии с др. системами. Вероятности К. п. в атомах и молекулах принято характеризовать средним числом переходов данного типа за единицу времени ( $\Gamma$ ).

Излучат. К. п. могут быть спонтанными (самопроизвольными), не зависящими от внеш. воздействия на квантовую систему и обусловленными её взаимодействием с физ. вакуумом (спонтанное испускание фотона), и вынужденными (индуцированными), происходящими под действием внешнего эл.-магн. излучения резонансной частоты  $\nu = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/h$  (поглощение) и вынужденное испускание фотона) (см. *Спонтанное излучение*, *Вынужденное излучение*). Вероятности излучат. К. п. определяются *Эйнштейна коэффициентами* и могут быть рассчитаны методами квантовой электродинамики и квантовой механики.

Как отмечалось, изменение энергии квантовой системы при безызлучат. К. п. происходит вследствие её взаимодействия с др. квантовыми системами, напр. для молекулы газа при её столкновении с др. молекулой, а для частицы в жидкости или в кристалле — при взаимодействии с ближайшим окружением. Помимо вынужденных безызлучат. К. п., сопровождающихся изменением энергии системы, возможны спонтанные безызлучат. К. п., при к-рых при заданной энергии происходит распад системы на части, напр. автоионизация атома (см. *Же-эффект*) или *реддиссоциация молекул*. Такие процессы возможны, если энергия системы больше энергии, необходимой для её распада.

М. А. Елашевский.  
**КВАНТОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ** (мазер) — усилитель эл.-магн. волн СВЧ-диапазона, основанный на явлении вынужденного испускания эл.-магн. излучения возбужденными квантовыми системами (атомами, ионами, молекулами). Усиление обусловлено тем, что при вынужденном испускании частота  $\nu$ , фаза, поляризация и направление распространения у излучённой и вынуждающей волн одинаковы (см. *Квантовая электродинамика*). К. у. обладают чрезвычайно малыми собственными шумами, благодаря чему они применяются

для повышения чувствительности радиопримьных СВЧ-устройств (см. ниже).

**Принцип действия.** В К. у. для усиления эл.-магн. колебаний используется изменение внутр. энергии частиц при квантовых переходах из возбужденного состояния в состояние с меньшей энергией. Такими частями являются парамагн. ионы, изоморфно входящие в виде небольшой примеси (сотые доли %) в кристаллич. решётку диэлектрич. кристалла (парамагн. кристаллы).

Во внеш. магн. поле  $H$  осн. уровень парамагн. иона расщепляется на неск. подуровней (см. *Зеемана эффект*). Интервалы между магн. подуровнями зависят от напряжённости магн. поля  $H$ , при  $H \sim 10^3$  Э они обычно соответствуют СВЧ-диапазону. Вероятность  $w$  вынужденных переходов между ними пропорц. квадрату амплитуды магн. СВЧ-поля, воздействующего на ион, и квадрату пер-рой величины  $\sigma$ , характеризующей эффективность взаимодействия этого поля с ионом ( $\sigma$  — матричный элемент магнитно-дипольных переходов, зависящий от свойств иона в кристалле и от поляризации СВЧ-поля [1—5]). Вероятность  $w$  одинакова для переходов с нижнего подуровня на верхний и в обратном направлении.

Если совокупность парамагн. ионов в кристалле находится в термодинамич. равновесии с кристаллич. решёткой при темп-ре  $T$ , то равновесие населённости  $N_{1p}$  и  $N_{2p}$  магн. уровней  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  ( $\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$ ) соответствует распределению Больцмана:

$$\frac{N_{2p}}{N_{1p}} = \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{kT}\right). \quad (1)$$

Равновесие устанавливается в системе парамагн. частиц в результате их взаимодействия с тепловыми колебаниями кристаллич. решётки (с и н - ф о н о н - п о е в з а и м о д е й с т в и е), к-рые вызывает безызлучат. (релаксационные) переходы  $\mathcal{E}_2 \rightarrow \mathcal{E}_1$  с передачей энергии решётке, а также релаксационные переходы в обратном направлении, имеющие меньшую вероятность. При действии на кристалл магн. поля СВЧ с частотой  $f = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/h$  происходят вынужденные переходы, причём число переходов  $\mathcal{E}_1 \rightarrow \mathcal{E}_2$  больше, чем в обратном направлении, т. к.  $N_1 > N_2$  и  $w_{12} = w_{21} = w$ . В результате ежесекундно ( $N_1 - N_2$ )  $w$  частиц переходит с нижнего уровня на верхний, отбирая энергию у поля. В установившемся режиме столько же частиц под влиянием сини-фононных взаимодействий совершают релаксационные переходы в обратном направлении, передавая поглощенную энергию кристаллич. решётке, а через неё термостату (жидкому He). Такое резонансное поглощение эл.-магн. энергии соответствует явлению *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР).

Если нарушить термодинамич. равновесие так, чтобы  $N_2$  стало больше  $N_1$  (инверсия населённости), то интенсивность волны при её прохождении через кристалл будет возрастать, т. к. излучённая волна когерентна с волной, вызвавшей вынужденное излучение. Такой кристалл способен усиливать волну (активный кристалл). Мощность  $P$ , излучаемая при этом единицей объёма кристалла,

$$P = (N_2 - N_1) h \nu w.$$

Существуют методы создания инверсии населённости в двухуровневых системах [2], однако усиление при этом носит нестационарный во времени характер, что для практич. приложений в большинстве случаев неприемлемо. Наиболее эфф. методом, обеспечивающим стационарное усиление, является трёхуровневый метод. На систему парамагн. частиц, обладающих во внеш. магн. поле  $H$  тремя (и более) подуровнями  $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3$  ( $\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1 > \mathcal{E}_3$ ), воздействуют вспомогат. излучением (накачкой) на частоте  $f_{31} = (\mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_1)/h$ . Если интенсивность накачки достаточно велика, так что вероятность  $w$  переходов  $\mathcal{E}_1 \rightarrow \mathcal{E}_3$  под действием

накачки значительно превышает вероятности релаксационных переходов, то  $N_1$  и  $N_3$  становятся почти одинаковыми (население перехода  $\mathcal{E}_1 \leftrightarrow \mathcal{E}_3$ ). В результате населённости возникает инверсия населённости одной из пар уровней  $\mathcal{E}_1 \leftrightarrow \mathcal{E}_2$  или  $\mathcal{E}_2 \leftrightarrow \mathcal{E}_3$ , а именно на той паре, для к-рой инверсия соответствует

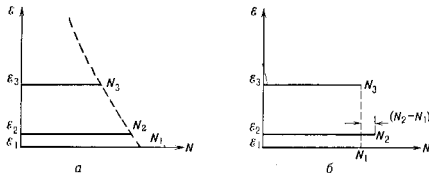


Рис. 1. а — Больцмановское распределение частиц; б — распределение частиц при действии накачки.

частоты  $f$  и вероятности релаксационных переходов меньше. Далее для определения предпологается инверсия на переходе  $\mathcal{E}_1 \leftrightarrow \mathcal{E}_2$  (рис. 1). Отношение  $(N_2 - N_1)/(N_{1p} - N_{2p}) = I$ , характеризующее эффективность накачки, наз. коэф. инверсии. Величина  $I$  зависит от отношения вероятностей релаксационных переходов между разными уровнями и увеличивается при увеличении отношения  $f_{31}/f$ .

Отношение  $N_2/N_1$  при отсутствии термодинамич. равновесия в системе (системе спиновых магн. моментов всех парамагн. частиц) можно записать аналогично (1) в виде:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{kT_s}\right).$$

Величина  $T_s$ , наз. спиновой темп-рой, становится отрицательной ( $T_s < 0$ ) при  $N_2 > N_1$ .

**Активные парамагнитные кристаллы.** В К. у. применяются ионные кристаллы с примесями парамагн. ионов элементов группы Fe и др. переходных металлов, сохраняющих при кристаллообразовании нестроение  $d$ - или  $f$ -внутр. электронные оболочки, с к-рыми связан их парамагнетизм. Под воздействием электрич. внутрикристаллического поля орбитальный магн. момент иона в основном состоянии в первом приближении равен нулю [1], и магн. момент иона обусловлен гл. обр. его спином. Вследствие остаточного влияния сини-орбитальной связи осн. уровень парамагн. иона во внутрикристаллич. поле расщепляется на неск. магн. подуровней (см. *Штарка эффект*). Величина этого расщепления в кристаллах для К. у. соответствует радиодиапазону. При нечётном числе электронов на нестроеной оболочке иона эти магн. уровни вырождены (*Крамера теорема*). Вырождение может быть снято только во внеш. магн. поле, где образуется система магн. уровней. Зависимость энергии этих уровней и величины матричных элементов переходов между ними от магн. поля имеет анизотропный характер (угол  $\theta$ , рис. 2). Это расширяет возможность выбора квантовых переходов, соответствующих частотам сигнала и накачки.

Эффективность активного парамагн. кристалла в К. у. характеризуется величиной мнимой части комплексной магнитной восприимчивости  $\chi''$  на частоте  $f$  сигнала. При наличии инверсии  $\chi'' < 0$ , причём

$$|\chi''| = 10^{-13} \alpha (N_2 - N_1) \frac{\Delta f}{\Delta T}$$

(здесь и далее используется система СГС). Величина  $(N_2 - N_1)$  для радиодиапазона обратно пропорциональна темп-ре  $T$  (см. ниже), что обуславливает необходимость низких темп-р ( $\sim 4,2$  К), при к-рых работает К. у.;  $\Delta f$  ( $\Gamma$ ) — ширина линии ЭПР,  $\alpha$  — коэф., близкий к 1; зависящий от формы линии ЭПР. Ширина линии в

кристаллах К. у. обычно ~50–100 МГц и обусловлена спин-спиновыми взаимодействиями парамагн. ионов [1]. Неоднородностью интрукристаллич. поля, магн. взаимодействием парамагн. ионов с диамагн. ионами решетки, ядра к-рых обладают магн. моментами (ядерный парамагнетизм), а также неоднород-

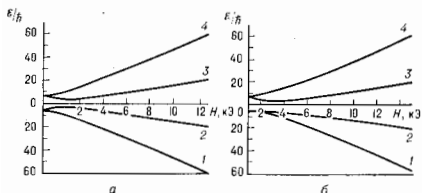


рис. 2. Уровни Cr в рубине для двух углов  $\theta$  между внешним магнитным полем  $H$  и тригональной осью симметрии кристалла:  $a$  — для  $\theta=54^\circ44'$  (для накачки используются 2 разных по частоте перехода  $E_1 \rightarrow E_2$  и  $E_3 \rightarrow E_4$ , а переход  $E_2 \rightarrow E_3$  соответствует частоте сигнала);  $b$  — для  $0-90^\circ$ , частота сигнала обычно соответствует переходу  $E_1 \rightarrow E_2$ , а для накачки используется переход  $E_1 \rightarrow E_3$  или  $E_1 \rightarrow E_4$ ;  $E/h$  в Гц.

постью внеш. пост. поля  $H$ . Естеств. ширина линии, обусловленная спонтанным излучением между магн. уровнями, пренебрежимо мала, а уширение, связанное со спин-фононным взаимодействием, также мало при низких темп-рах.

Можно показать, что в радиодиапазоне, когда даже при  $T=4,2\text{ K}$   $hf/kT$ , для  $\chi''$  имеем:

$$|\chi''| \approx 10^{-12} aI \frac{N}{n} \left( \frac{hf}{kT} \right) \sigma^2,$$

где  $N$  — число парамагн. ионов в  $1\text{ см}^3$ ,  $n$  — полное число магн. уровней осн. состояния иона во внешнем магн. поле. У кристаллов К. у.  $\chi'' \sim 10^{-3}$ . При малых  $N|\chi''|$  увеличивается с ростом  $N$ , достигает максимума при нек-рой оптимальной концентрации, затем уменьшается из-за уменьшения коэф. инверсии  $I$ , что объясняется взаимодействием ионов и др.

Для того чтобы парамагн. кристалл мог быть эффективно использован в К. у., он должен удовлетворять след. требованиям. 1) Парамагн. ион должен обладать в осн. состоянии во внеш. магн. поле степенью изгрёх или более магн. уровней. При этом расщепления между ними должны позволять усиливать сигналы заданной частоты при частоте накачки, находящейся в технически освоенном диапазоне. Для усиления сигнала обычно используют переход, для к-рого  $\sigma \geq 1$ . 2) Величина матричного элемента  $\sigma_n$  перехода накачки не должна быть  $\sigma_n \ll 1$ , чтобы не требовалась большая мощность накачки. Но это же критично время спиновой релаксации  $T_1$  для перехода накачки должно быть возможно больше (для *невыровненных систем*  $T_1$  — величина, обратная вероятности релаксац. переходов  $A_{21}$ ; в многоуровневых системах  $T_1$  различно для разных пар уровней и зависит от всех  $A$  [1]). Однако излишне большое  $T_1$  на переходе сигнала уменьшает величину максимально допустимой мощности сигнала на входе. Величина  $T_1$  увеличивается при понижении  $T$ , и при  $T=4,2\text{ K}$   $T_1 \sim 10^{-3}-10^{-1}\text{ с}$ . 3) Коэф. инверсии  $I$  желательно иметь возможно больше. В используемых кристаллах  $I \sim 1$ . Кроме этого необходимы устойчивость кристаллов к физ.-хим. воздействиям, малые диэлектрич. потери и др.

Совокупности перечисленных требований удовлетворяют лишь небольшое кол-во кристаллов. В существующих К. у. используются в основном рубин [кристалл корунда  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с примесью Cr (рис. 2), реже рутил ( $\text{TiO}_2$  с примесью Fe или Cr) [6]. В экватории К. у. применяются также андалузит ( $\text{Al}_2\text{SiO}_5$  с при-

месью Fe) и изумруд (берилл  $\text{Al}_2\text{Be}_3\text{Si}_4\text{O}_{18}$  с примесью Cr [3–7]).

К. у. бегущей волны. Квантовое усиление можно получить, если бегущая волна распространяется по волноводу, заполненному активным парамагн. кристаллом. Мощность волны возрастает экспоненциально вдоль кристалла. Коэф. усиления — отношение мощности сигнала на выходе К. у. к мощности волны во входной линии (выраженный в дБ):

$$G_{\text{дБ}} = 27,3 \frac{c}{v_{\text{ГР}}} \frac{l}{\lambda} d_m - L_{\text{дБ}}.$$

Здесь  $l$  — длина кристалла,  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве,  $v_{\text{ГР}}$  — групповая скорость в волноводе с кристаллом,  $L_{\text{дБ}}$  — потери энергии в элементах К. у. (в отсутствие ОНР),  $d_m$  — магн. декремент активного кристалла, связанный с величиной  $\chi''$  соотношением:

$$d_m = 4\pi |\chi''| \text{ Макс. } \xi.$$

Здесь  $\xi$  — коэф. использования кристалла, характеризующий степень заполнения волновода активным кристаллом ( $\xi \ll 1$ ), а также отклонение направления и поляризации магн. поля волны от оптимальных условий, при к-рых  $\sigma = \sigma_{\text{Макс}}$ .

Для получения требуемой величины коэф. усиления  $G$  при  $v_{\text{ГР}} \approx c$  и типичных значениях  $d_m$  необходимая длина кристалла  $l$  неприемлемо велика в диапазоне  $\lambda > 1-10\text{ см}$ . Для сокращения  $l$  уменьшают  $v_{\text{ГР}}$  (т. е. увеличивают время взаимодействия волны с активным веществом), применяя *замедляющие системы*.

В К. у. бегущей волны (рис. 3) из входной линии I возбуждается бегущая волна, к-рая, распространяясь

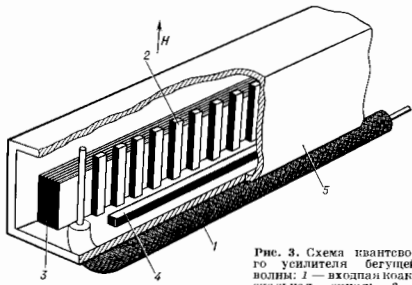


рис. 3. Схема квантового усилителя бегущей волны: 1 — входная коаксиальная линия; 2 — гребенчатая замедляющая структура; 3 — парамагнитный кристалл; 4 — ферритовый вентиль; 5 — волновод накачки.

вдоль гребенчатой структуры 2 в виде замедленной (в десятки раз) поверхностной волны, усиливается в кристалле 3, расположенном по одну сторону от замедляющей структуры (рис. 3). Паружный отражающий металл. чехол 5 является частью замедляющей системы, ограничивает объём, в к-ром распространяется эл.-магн. поле, и одновременно служит волноводом, по к-рому распространяется волна накачки. Усиленный сигнал поступает в выходную линию. Пост. поле  $H$  направлено вдоль штырей замедляющей структуры, а расположение кристалла обеспечивает требуемый угол  $\theta$  между кристаллографич. осью и направлением  $H$ . Направление вращения вектора магн. поля распространяющейся волны, аддитивной поляризованной в плоскости, перпендикулярной штырям, противоположно на разные стороны гребёнки. Эта особенность используется для устранения паразитных эффектов, вызванных многократными отражениями

усиливаемой волны от выхода и входа К. у. внутри волновода (опа приводит к нежелательному влиянию влещ. цепей и могут вызвать генерацию). Для этого по др. сторону гребёнки в области, где поляризация магн. поля волды близка к круговой, помещают ферритовый вентиль 4, сильно поглощающий волну с обратным направлением распространения (ферромагнитный резонанс) и несзначительно ослабляющий усиливашую волну (взаимные устройства). Ферромагн. резонанс в вентиле должен происходить при том же значении поля  $H$ , что и ЭНР в кристалле. Этого удаётся достичь, используя анизотропию формы ферритового образца, а в миллиметровом диапазоне также применяя ферриты с сильной кристаллографич. анизотропией [3, 7].

В К. у. достигается коэф. усиления  $G \sim 25-35$  дБ. Его нестабильность  $\sim 1-2\%$ , а нестабильность фазы колебаний  $\leq 1^\circ$  (применением спец. мер её можно снизить до десятых и даже сотых долей градуса [6]). Мощность входного сигнала, при к-рой величина  $G$  уменьшается на 3 дБ вследствие частичного насыщения квантового перехода на частоте сигнала, при усилении непрерывных сигналов порядка  $10^{-7}-10^{-8}$  Вт.

Полоса усиления — полоса частот  $\Delta f_{ку}$ , в пределах к-рой  $G$  отличается от максимального не больше чем на 3 дБ, при лоренцевой форме линии ЭНР шириной  $\Delta f$ :

$$\Delta f_{ку} = \Delta f \sqrt{3 \cdot [(G_{дб} + L_{дб})^2 - 1]^{-1}}$$

Типичное  $\Delta f_{ку} \sim 20-30$  МГц. Для расширения полосы поде  $H$  изменяют вдоль кристалла, тем самым смещая частоту ЭНР по длине кристалла. При этом необходимо применить частотно модулированные генераторы накачки, чтобы переход накачки был насыщен во всём кристалле. Таким способом удаётся увеличить полосу К. у. до неск. сотен МГц на волнах короче неск. см. Диапазон перестройки центр. частоты превышает неск. ГГц.

Постоянное магн. поле создаётся электромагнитами или соленоидами со сверхпроводящими обмотками, охлаждаемыми до 4,2 К. Для охлаждения всё устройство либо помещают в кристал, в к-рый периодически заливают жидкий Не (испаряющийся Не собирают и вновь сжижают в холодильной установке), либо используют холодильные машины замкнутого цикла, составляющие вместе с К. у. единое устройство [3].

К. у. с отражённой волной. При  $\lambda < 2-3$  см требуемое замедление волны уменьшается. В этом случае используют замедление волны в самом диэлектрич. кристалле:

$$\frac{c}{v_{гр}} \approx \sqrt{\epsilon}$$

( $\epsilon$  — относит. диэлектрич. проницаемость кристалла). В этом случае активный кристалл взаимодействует как с прямой волной, так и с отражённой от конца волновода. При этом длина кристалла, необходимая для получения требуемого коэф. усиления, сокращается вдвое. Входная и выходная волны разделяются с помощью ферритового циркулятора ФЦ. Большое усиление получают, используя неск. каскадов, разделённых циркуляторами (рис. 4).

Резонаторные К. у. Первыми К. у. были резонаторные усилители [2, 5]. Взаимодействие усиливаемой волны с активным парамагн. кристаллом осуществляется в объёмном резонаторе, настроенном на частоту сигнала и накачки. Усиливаемая волна, многократно отражаясь от внутр. стенок резонатора, взаимодействует с активным веществом длительное время, чем и обусловлено большое усиление при сравнительно небольших размерах кристалла. Эфф. время взаимодействия пропорционально нагруженной добротности резонатора, в связи с чем при большой величине коэф. усиления полоса частот очень мала. Для улучшения характеристик использовались многорезонаторные схемы в виде неск. каскадов, разделённых ферритовыми циркулято-

рами (аналогично рис. 4). Каждый каскад содержит связанные резонаторы, заполненные активным парамагн. кристаллом. Недостатком резонаторных К. у. является также сложность их перестройки. Резонаторные К. у. применяются на фиксир. частоте г. обр. в дециметровом диапазоне, где создали К. у. бегущей

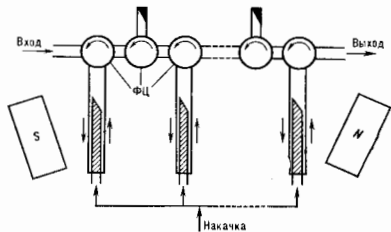


Рис. 4. Схема квантового усилителя с отражённой волной; ФЦ — ферритовые циркуляторы.

волны связано с трудностями, а также и экспериментальных исследований в диапазоне  $\lambda$  порядка см.

Шумы К. у. обусловлены спонтанным излучением при самопроизвольных квантовых переходах с верх. магн. уровня на нижний и тепловым излучением диссипативных элементов К. у. Последнее уменьшается с понижением  $T$  и при  $T = 4,2$  К. весьма мало. Интенсивность спонтанного излучения тем меньше, чем ниже частота  $f$ , и в радиодиапазоне также невелика, но принципиально это шумы неустранимы.

Шумы К. у. характеризуют шумовой температурой  $T_{ш}$ . Она численно равна темп-ре неотражающей нагрузки на входе К. у., мощност теплового шума к-рой равна мощност шумов К. у. (отнесённой к его входу). При расчёте шумовой темп-ры К. у. используют теорию тепловых шумов обычных диссипативных элементов, цепей, обобщая её на излучающую систему К. у. [2-4]. При этом роль темп-ры отрицат. сортирования, эквивалентного этой системе, играет отрицат. спиновая темп-ра  $T_s$ . Можно показать, что при  $hf < kT$  и  $hf < kT_s$ :

$$T_{ш} \approx \frac{T}{1} \frac{G_{дб} + L_{дб}}{G_{дб}} + T \frac{L_{дб}}{G_{дб}}$$

Первый член суммы обусловлен спонтанным излучением, а второй — тепловым излучением диссипативных элементов К. у. при темп-ре  $T$ . Обычно, при  $T = 4,2$  К  $T_s < 4$  К. Вследствие неизбежной потерь во входной линии полная шумовая темп-ра  $T_{ш} \geq T_{ш}$ . В др. крайнем случае  $hf \gg kT_s$  (это условие выполняется при  $N_2 \gg N_1$ , идеальный К. у.), миним. шумовая темп-ра идеального К. у. и вообще любого линейного усилителя при  $L=0$  и  $G \gg 1$  [2, 3, 8] равна

$$T_{ш}^{ид} = \frac{hf}{k}$$

Напр., при  $\lambda = 3$  см и  $G \gg 1$   $T_{ш}^{ид} \approx 0,5$  К. В реальных К. у.  $T_{ш}$  определяется в основном потерями во входной линии К. у. и составляет (в зависимости от  $\lambda$  и устройства входной линии) 5-15 К.

Применение. Для эффективного применения К. у. шумовая темп-ра фидерного тракта д. б. снижена до величины  $\sim T_{ш}$ . В связи с этим применяются малошумящие антенны. К. у. используются в системах дальней космич. радиосвязи с автоматич. станциями, направляемыми к планетам Солнечной системы. Применение К. у. в радионавигации позволило получить ряд важных результатов (СССР, США, Швеция, ФРГ): открыто космич. реликтовое излучение, проведена радиолокация планет Солнечной системы с Земли, обнаружен и исследован ряд спектральных линий кос-

мич. радиоизлучения, проведены радиоастрономич. исследования квазаров и ядер галактик. Большиство К. у. работает в сантиметровом диапазоне, самый высокочастотный К. у. работает на радиотелескопе в диапазоне  $\lambda \sim 8$  мм [3, 6].

Лит.: 1) Азбэтич узер С. А., Козырев Е. М., Электрический намагнитный резонанс соединения элементов промученных грун, 2 изд., М., 1972; 2) Сигмен А., Маэри, пер. с англ., М., 1966; 3) Штейншлейгер В. Б., Мисежников Т. С., Диффатов П. С., Квантовые усилители СВЧ (маэри), М., 1971; 4) Карлов П. В., Маненков А. А., Квантовые усилители, М., 1966; 5) Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия, М., 1969; 6) Корниенко Л. С., Штейншлейгер В. Б., Квантовые усилители и их применение в космических исследованиях, \*УФН\*, 1978, т. 126, с. 287; 7) Черпан Н. Т., Квантовые усилители миллиметрового диапазона длин волн. «Изв. вузов. Радиофизика», 1984, т. 27, № 7, с. 815; 8) Гладьев С. М., \*Физ. Рев. Дв.\* 1982, в. 26, № 6, p. 1817. В. В. Штейншлейгер.

**КВАНТОВЫЙ ХОЛЛА ЭФФЕКТ** — макроскопич. квантовый эффект, проявляющийся в квантовании холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  (см. *Холла эффект*) и исчезновении уд. сопротивления  $\rho_{xx}$ . К. Х. э. наблюдается при низких темп-рах  $T$  в инверсионном слое носителей заряда в полупроводниках, помещенных в магн. поле  $H$ , перпендикулярное плоскости  $xy$ . В отличие от классич. Холла эффекта, при к-ром  $\rho_{xy}$  монотонно зависит от  $H$  или концентрации носителей заряда  $n$  ( $\rho_{xy} = H/nc$ , где  $e$  — заряд электрона), в случае К. Х. э.  $\rho_{xy}$  принимает дискретные значения:

$$\rho_{xy} = \frac{2\pi\hbar}{e^2} \nu \quad (1)$$

а компонента  $\rho_{xx}$  становится исчезающе малой по сравнению со своим значением при  $H=0$ :

$$\rho_{xx} \rightarrow 0 \quad (1')$$

Здесь  $2\pi\hbar/e^2 = 25812,8$  Ом,  $\nu = p/q$  — целые или дробные рациональные числа. Соотношения (1) и (1') выполняются для ряда интервалов концентрации носителей  $n$  при ост.  $H$  или для ряда интервалов  $H$  при пост.  $n$  (рис. 1).

К. Х. э. с целочисленными  $\nu = 1, 2, \dots$  (и. К. Х. э.) было экспериментально открыт в 1980 К. фон Клитцингом

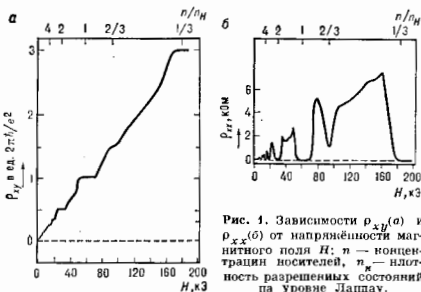


Рис. 1. Зависимости  $\rho_{xy}(a)$  и  $\rho_{xx}(b)$  от напряженности магнитного поля  $H$ ;  $n$  — концентрация носителей,  $n_H$  — плотность разрешенных состояний на уровне Ландау.

гом (К. von Klitzing) с сотрудниками [1]. К. Х. э. с дробными  $\nu$  (д. К. Х. э.) впервые наблюдал Д. Тсуи (D. Tsui), X. Л. Штёрмер (H. L. Stormer) и А. Госсард (A. Gossard) в 1982 при  $\nu = p/q = 1/3, 2/3, 4/3, 5/3, 7/3, 8/3, 1/5, 2/5, 3/5, 4/5, 6/5, 7/5$ ; [2], а затем  $q/2$ . Ц. К. Х. э. было обнаружено на кремниевых МДП-структурах, д. К. Х. э. — на гетеропереходах  $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$ .

К. Х. э. наблюдается в двумерных инверсионных слоях  $n$ - и  $p$ -типа, в кремниевых МДП-структурах, а также в гетеропереходах на основе GaAs, InP, InAs, GaSb и др. в достаточно сильных полях и при низких темп-рах  $T$ . При повышении темп-ры увеличивается сопротивление в минимуме  $\rho_{xx}(H)$ , уменьшается ши-

рина плато  $\rho_{xy}(H)$  и увеличивается его наклон (см. ниже) [3].

**Методика измерений.** Компоненты  $\rho_{xy}$  и  $\rho_{xx}$  тензора сопротивления измеряют на прямоугольных образцах с тремя или более контактами к инверсионному слою (1—4, рис. 2). Контакты сток (С) и исток (И)

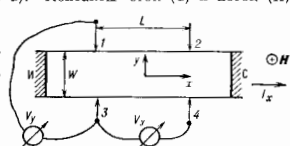


Рис. 2. Схематический вид в плане прямоугольного образца и схема измерений  $\rho_{xy}$  и  $\rho_{xx}$ .

служат для пропускания тока  $I_x$  (направление к-рого принято за ось  $x$ ). Измерение разности потенциалов между контактами — вдоль тока  $I_x$  и поперек тока  $V_y$  — позволяет определить компоненты тензора уд. сопротивления:

$$\rho_{xx} = \frac{W}{L} \left( \frac{V_x}{I_x} \right); \rho_{xy} = \frac{V_y}{I_x} \quad (2)$$

Здесь  $W$  — ширина двумерного слоя,  $L$  — расстояние между контактами вдоль тока. В отличие от классич. эффекта Холла для трехмерного случая  $\rho_{xy}$  не зависит от геом. размеров образца, что существенно для метрологич. применений К. Х. э. [4, 5] (см. ниже).

**Теория.** Осн. особенности ц. К. Х. э. удается объяснить на основе одночастичных представлений (не взаимодействующие электроны). В инверсионном слое совокупности носителей заряда можно рассматривать в первом приближении как двумерный электронный газ. Носители могут двигаться только в плоскости слоя. При наложении перпендикулярно плоскости слоя магн. поля  $H$  энергетич. спектр носителей заряда (для определенности электронов) из непрерывного становится дискретным. При достаточной величине  $H$  спектр состоит из отдельных эквидистантных, перекрывающихся уровней Ландау энергетич. Эшерига  $j$ -го уровня Ландау:

$$\epsilon_j = - \left( j + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c, \quad j = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

где  $\omega_c = eH/m^*c$  — циклотронная частота электронов, а

$$r^2 = 2 \left( j + \frac{1}{2} \right) \hbar c / eH \quad (4)$$

— радиус их орбиты (Лармора радиус),  $m^*$  — эффективная масса электрона. Плотность разрешенных состояний на каждом из уровней Ландау  $n_H$  равна плотности квантов магн. потока  $\Phi$ , пронизывающего двумерный слой:

$$n_H = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{eH}{2\pi\hbar c}, \quad (5)$$

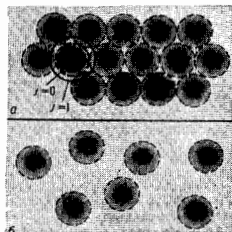
где  $\Phi_0 = \hbar c / 2e$  — квант магнитного потока,  $r_0 = \sqrt{\hbar c / eH} \approx 70$  А — т. н. магнитная длина, т. е. радиус орбиты для низшего уровня Ландау  $j=0$ . Из (5) видно, что для каждого состояния на уровне Ландау соответствует площадь, равная  $2\pi r_0^2$  (рис. 3).

При изменении концентрации носителей  $n$  в слое или напряженности магн. поля  $H$  изменяется положение уровня Ферми  $\epsilon_F$  относительно системы уровней Ландау. Если  $\epsilon_F$  находится в области между двумя соседними уровнями Ландау  $(j, j+1)$ , где энергетич. плотность состояний  $g(\epsilon)$  мала, то при  $T \rightarrow 0$  К. в состоянии на нижележащих  $j$  уровнях Ландау полностью заполнены. Этому условию отвечает концентрация носителей в инверсионном слое, равная

$$n = j n_H = \frac{j e H}{2 \pi \hbar c} \quad (6) \quad 337$$

Подстановка (6) в формулу для обычного эффекта Холла даёт соотношение (1). Т. о., средним плато  $\rho_{xy}$  соответствует расположение  $\mathcal{E}_F$  посредине между уровнями Ландау, а переходный участок между двумя соседними

рис. 3. Схема заполнения электронными двумерными слоями; показаны орбиты, соответствующие основному ( $l=0$ ) и первому ( $l=1$ ) уровням Ландау; пунктир ограничивает участок плоскости, приходящий на одно состояние электрона основного уровня; а — максимальное заполнение плоскости электронами, б — частичное.



плато соответствует нахождению  $\mathcal{E}_F$  в области максимума  $g(\mathcal{E})$ , т. е. в центре уровня Ландау (рис. 4).

Изложенная модель идеального двумерного электронного газа, не взаимодействующих друг с другом и с подложкой, объясняет К. Х. а. лишь для дискретных целых значений  $\nu$ . Для того чтобы объяснить пики плато  $\rho_{xy}$  и минимумы  $\rho_{xx}$ , я теория вводит предположение о существовании на «крыльях» уровней Ландау связанных состояний электронов, не способных участвовать в электропроводности. Возможны разл. механизмы возникновения связанных состояний, напр. выпирившая кристаллическая структура (см. Виленский кристалл) или волны зарядовой плотности; в гетероэподе туннелирование носителей через потенциальный барьер к донорным примесям по др. сторону перехода и обратно (механизм, специфический для гетероэподов); локализация электронов на флуктуациях по-

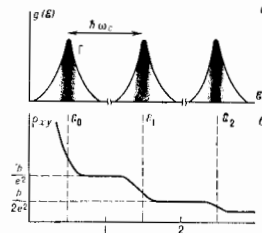


рис. 4. Связь между видом функции плотности состояний  $g(\mathcal{E})$  и ступенчатой зависимостью  $\rho_{xy}$  от концентрации электронов  $n/n_0$ .

тенивала, аналогичная андерсоновской локализации в отсутствие магн. поля. Последний механизм позволяет объяснить большинство эксперим. данных.

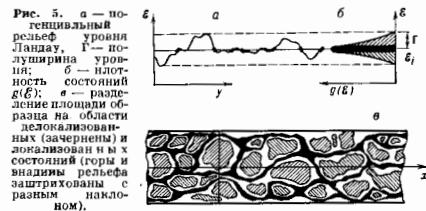


Рис. 5 поясняет возникновение локализованных и делокализованных состояний в последнем случае. На рис. 5, а схематически изображён флуктуирующий в

пространстве  $xy$  потен. рельеф  $\mathcal{E}(x, y)$  уровня Ландау, повторяющийся в пространстве рельеф для треугольного потен. ямы, ограничивающей инверсионный слой (образуемая из-за изгиба энергетич. зон; см. МДП-структура, Гетероструктура, Инверсионный слой). Волновая Ф-ция каждого состояния электрона занимает область вблизи эквипотенц. траектории  $\mathcal{E}(x, y) = \text{const}$ , где константа является соств. значением данного состояния (сплошная линия). В тех местах образца, где расположены экстремумы  $\mathcal{E}(x, y)$ , т. е. «горы» и «впадины» потен. рельефа, эквипотенц. траектории замкнуты (рис. 5, б). Следовательно, электроны, занимающие такие состояния, локализованы: они не могут перемещаться за пределы экстремума при  $T \rightarrow 0$  К. В электропроводности участвуют носители, занимающие лишь те состояния, для к-рых эквипотенц. траектории простираются на длину образца. В двумерном слое бесконечной протяжённости такие траектории занимают бесконечно узкий пояс по энергии вблизи середины уровня Ландау. Для образца конечных размеров пояс к траектории расширяется (рис. 5, в) (см. Протекающая теория).

Статистич. распределение амплитуды флуктуаций потенциала в двумерном слое определяет плотность состояний на уровне Ландау  $g(\mathcal{E})$  (рис. 5, б). Из сопоставления рис. 5, а и 5, в видно, что локализованные состояния расположены на «крыльях»  $g(\mathcal{E})$ , в то время как делокализованные состояния — в центре  $g(\mathcal{E})$  (зачернённая область на рис. 4, а; 5, в). Существование, что локализованные и делокализованные состояния разделены не только по энергии, но и в пространстве (рис. 5, в).

Рассмотрим качественно поведение  $\rho_{xx}$  при изменении  $\nu$  в двумерном слое. Пусть  $\mathcal{E}_F$  вначале расположена в области локализованных состояний на верх. крыле  $j$ -го уровня (рис. 4, а):  $\mathcal{E}_j + \Gamma > \mathcal{E}_F > \mathcal{E}_j$ . Локализованные носители не участвуют в электропроводности; весь ток протекает только по областям делокализованных состояний. Т. к. эти состояния расположены по энергии ниже  $\mathcal{E}_F$ , то концентрация носителей  $\nu$  в них максимальная (6) и  $\rho_{xy}$  имеет квантовое значение (1). При увеличении  $\nu$  добавляемые в двумерный слой новые носители попадают в области локализованных носителей. Концентрация делокализованных носителей при этом не изменяется и, следовательно, не изменяется значение  $\rho_{xy}$ . Так будет продолжаться до тех пор, пока  $\mathcal{E}_F$  не выйдет за пределы области локализованных состояний и не попадёт в область делокализованных состояний на  $i+1$  уровень. При этом концентрация носителей в областях, занимаемых делокализованными состояниями, начнёт изменяться соответственно изменению  $\mathcal{E}_F$ ; этому соответствует переходный участок между двумя соседними плато  $\rho_{xy}$  (рис. 4, б). Т. о., соотношение (1) выполняется в интервале энергий, равном шели в спектре делокализованных состояний. Локализованные состояния играют при этом роль буфера, разделяющего делокализованные состояния как по энергии, так и в пространстве [3–6].

Д. К. Х. э. не удаётся объяснить в рамках одностатистич. представлений. Наиб. успешно это явление объясняется теорией Лафлина (R. B. Laughlin [7]). Электроны в двумерном слое вследствие сильного кулоновского взаимодействия образуют несжимаемую *квантовую жидкость*. Осн. состояния этой жидкости имеют минимум энергии при значениях приведённой концентрации  $\nu = 1/(2m+1)$ , где  $m=1, 2, \dots$  — целые числа. Минимумы энергии возникают также при  $\nu = p/(2m+1)$ ,  $1 \pm p/(2m+1)$  и др. ( $p$  — целые числа). Возбуждённые состояния отделены от осн. состояний энергетич. щелью  $\sim 10^{-2} e^2 / \epsilon_0 \epsilon$  для  $\nu = 1/3$  и  $\nu = 2/3$ ,  $\epsilon$  — диэлектрич. проницаемость вещества. Существование энергетич. щели в спектре возбуждений позволяет объяснить возникновение плато  $\rho_{xy}$  и минимумов  $\rho_{xx}$  в д. К. Х. э. аналогично предыдущему. При увеличении  $\nu$  и  $m$  (в частности, при  $\nu > 1$  или  $\nu < 1/3$ ) увеличивается энергия

осн. состоянии взаимодействия электронов (жидкость) и уменьшается доля, отделяющая осн. состояние от возбуждённых (газ); поэтому д. К. Х. э. проявляется всё слабее. Не исключено также, что при  $v < 1/3$  в двумерном слое может возникнуть витнеровская кристаллизация [5—7].

**Условия наблюдения К. Х. э.** 1) Достаточно сильное магн. поле, в к-ром энергетг. расстояния между соседними уровнями Ландау  $\hbar\omega_c$  превосходят собственную ширину  $\Gamma_0$  уровней Ландау:  $\hbar\omega_c > 2\Gamma_0$ . 2) Достаточно высокие темп-ры. Для д. К. Х. э. необходимо, чтобы  $kT \ll \hbar\omega_c$ , а для д. К. Х. з. — много меньше характерной энергии кудоновского взаимодействия:  $kT \ll e^2/\epsilon r_{0e}$ . 3) Достаточно большое уд. эдентросопротивление объёма полупроводника по сравнению с сопротивлением двумерного инверсионного слоя, характерный масштаб к-рого  $2\hbar/\nu e^2$ . 4) Достаточно большая концентрация  $n$  носителей заряда в полупроводнике, соответствующая металлич. проводимости инверсионного слоя ( $n \gg 10^{19}$  см $^{-2}$ ).

Для наблюдения К. Х. э. необходимы образцы с достаточно высокой подвижностью носителей заряда (т. е. с малой шириной уровней Ландау 2Г), напр. в случае кремниевых МДП-структур, прешажающей  $\sim 10^4$  см $^2$ /(В·с) при  $T=4,2$  К, для п. К. Х. з.; или  $3 \cdot 10^4$  см $^2$ /(В·с) — для д. К. Х. э.

При  $kT \ll 10^{-2} e^2/\epsilon r_{0e}$  ( $T < 3$  К) д. К. Х. э. исчезает; при  $kT \ll \hbar\omega_c$  д. К. Х. э. переходит в Шубникова — де Хааза эффект (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). При  $kT \gg \hbar\omega_c$  зависимости (1) и (1') соответствуют ф-ле Лоренца:  $\rho = H/\nu e c$ , как и для классич. эффекта Холла.

**Практическое применение К. Х. э.** основано на следующем. 1) Холловские компоненты тензоров удельного и полного сопротивлений в двумерном случае равны и не зависят от размеров образца (2). 2) Отношение  $\hbar/e^2$  связано с безразмерной постоянной тонкой структуры  $\alpha$  соотношением (в СГС)

$$2\hbar/e^2 = 1/\alpha c,$$

в к-рос входит только  $\alpha$  (значение к-рой известно с погрешностью  $4 \cdot 10^{-5}$ ). 3) Квантованное значение сопротивления  $\rho_{xx}$  воспроизводится в эксперименте с погрешностью не хуже  $10^{-7}$ . Т. о., наравнения  $\rho_{xx}$  с сопротивлением эталонной катушки (калиброванной в системе единиц СИ) определяется значение  $\alpha$  без привлечения результатов квантовой электродинамики. Такое измерение впервые было осуществлено К. фон Клитцингом с сотрудниками (1980) с погрешностью  $\ll 2 \cdot 10^{-8}$  и дало согласие с результатами измерений др. методами.

Если считать значение  $\alpha$  известным, то можно калибровать сопротивление катушки по  $\rho_{xx}$  и, т. о., воспроизводить размер Ома, согласованный с размером метра и секунды (через  $c$ ), т. е. осуществить эталон Ома.

*Лит.*: 1) Klitzing K. von, Dorda G., Pepper M., New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance, «Phys. Rev. Lett.», 1980, в. 45, р. 4913; 2) von D. C. и др., Observation of a fractional quantum number, «Phys. Rev. Ser. B», 1983, в. 28, р. 2274; 3) Клитцинг К. фон, Квантованное сопротивление (Нобелевская лекция), пер. с англ., «Новые в жизни науки и техники», 1986, № 9, с. 3; 4) Шубникова Э. В. М., Семиченко И. С. Г., Инверсионные слои носителей заряда в квантовом магнитном поле. Квантовый эффект Холла, «Поверхности. Физика, химия, механика», 1984, № 4, с. 3; 5) Квантовый эффект Холла, Сб. стр. пер. с англ., под ред. В. В. Шарычева, М., 1986; 6) Рубинштейн Э. И., Тимофеев В. В., Квантовый эффект Холла, «ФТП», 1986, т. 20, в. 6, с. 977; 7) Лафлин Р., Квантование движения трёх двумерных электронов в сильном магнитном поле, в сб.: Квантовый эффект Холла, пер. с англ., ноя ред. Ю. В. Шарычева, М., 1986.

В. М. Пубалов.

**КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА** (хромонлазма) — типичное состояние сильно взаимодействующей материи, характеризующееся отсутствием удержания цвета. В этом состоянии цветные кварки и глюоны, плённые адронами в адронной материи, освобожда-

ются и могут распространяться как квазисвободные частицы по всему объёму плазменной материи — возникает цветопроводимость (аналогично появлению электропроводности в обычной электрон-ионной плазме). По совр. представлениям, это состояние образуется при высоких темп-рах и/или больших барионных плотностях равновесной адронной материи (рис. 1).



Рис. 1. Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи;  $T$  — темп-ра,  $n_B$  — плотность барионного заряда.

Характер перехода адронной материи в состояние К.-г. п. ещё недостаточно изучен, хотя и имеются указания на то, что он резкий, обладает большой скрытой теплотой и сильно меняет плотность энтропии.

В естеств. условиях К.-г. п. существовала, по-видимому, только в первые  $10^{-8}$  с после космологич. взрыва. Не исключено, что она существует и в центре наиб. массивных нейтронных звёзд. Имеются также основания считать, что атомные ядра в своём составе помимо протонов и нейтронов содержат «капельки» К.-г. п., т. е. ядра расматриваются как гетерофазные системы (в системе присутствуют обе фазы: в тех местах флуктуаций ядерной плотности, где она сильно превышает ср. плотность, происходит переход жидкой фазы в кварк-глюонную). На основе этой идеи предпринимается попытка построить теорию т. н. *кмультипартных процессов*, происходящих в релятивистских ядерных столкновениях.

Возможность существования К.-г. п. тесно связана с возможным спонтанным нарушением симметрии Физ. вакуума в температурной квантовой хромодинамике (КХД) и с асимптотической свободой — убыванием эфф. цветового заряда с уменьшением расстояния между цветными частицами, с ростом темп-ры и/или плотности. Т. о., в рамках КХД можно ожидать возникновения нек-рой критич. (предельной) темп-ры (плотности), выше к-рой существование ядерной материи невозможно.

Концепция предельной темп-ры возникла значительно раньше КХД (в 60-х гг. 20 в.) из феноменологич. описания сильного взаимодействия элементарных частиц (т. н. модель статистич. бустера п. [1]). Эта темп-ра считалась даже непродолжимым верх. пределом, подобным абс. нулю. Впоследствии было высказано предположение, что она является темп-рой фазового перехода адронной материи в повос, неизвестное тогда состояние. С развитием КХД стало ясно, что это состояние — К.-г. п.

В КХД отсутствует строгое матем. доказательство как существования фазового перехода, так и удержания цвета. Значительные успехи достигнуты на пути решения этих сложных проблем в компьютерном варианте теории — спец. образом регуляризованной КХД на рёшетке (дискретной совокупности 4-точек, заменяющих непрерывное пространство-время). Непрерывативные (не связанные с теорией возмущений) вычисления здесь основаны на числ. интегрировании методом Монте-Карло топных выражений, вытекающих из теории (см. *Решётки метод*). Наиб. надёжные результаты относятся к квантовой динамике глюонных полей, где кварки рассматриваются лишь как статич. источники. В этом случае получено свидетельство в пользу удержания цвета и существования фазового перехода 1-го рода при темп-ре  $T_c \approx 200$  МэВ, причём вычисленные наблюдаемые величины (напр., темп-ра перехода, скачок плотности в точке перехода) находятся в хорошем согласии со значениями, найденными из феноменологич. описания адронной спектроскопии и из процессов глубоко неупругого рассеяния.



Вычисления, включающие полную релятивистскую динамику кварков, не обладают пока достаточной степенью завершённости, и вопрос о судьбе фазового перехода в этом случае окончательно не решён. В рамках несколько упрощённой постановки задачи с помощью числ. расчёта обнаружено, что в окрестности температуры  $T_c$  резко меняется зависимость плотности энергии от температуры (рис. 2). При  $T < T_c$  численные данные хорошо

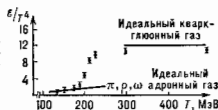


Рис. 2. Зависимость плотности энергии от температуры (численный расчёт при нулевой плотности барионного заряда).

анпроксируются плотностью энергии идеального адронного газа с известным из опыта и используемым в вычислениях спектром масс реальных адронов, а при  $T > T_c$  — как у Фейльа Стефана — Больцмана  $\epsilon(T) = \sigma T^4$  с коэф.  $\sigma$ , — на удельной энергии газа безмассовых кварков и глюонов.

Теоретич. свидетельства в пользу существования К.-г. н. стимулируют эксперим. исследование, направленные на её обнаружение. Наиб. заманчиво предложение создать необходимые условия для её образования в лабораторн. нутём соударения тяжёлых ядер высокой энергии. Оценки, основанные на экстраполяции существующих эксперим. данных, показывают, что образующаяся в области столкновения ядер сильно взаимодействующая система будет существовать достаточно долго для достижения как термодинамич., так и хим. равновесия, а её энергия и сжатие могут быть достаточными для достижения фазы К.-г. н. при использовании уже функционирующих ускорителей, переоборудованных для ускорения тяжёлых ионов (см. *Релятивистская ядерная физика*).

Не решённой до конца проблемой является идентификация формирования К.-г. н. Сложность её связана гл. обр. с тем, что К.-г. н. образуется на большом фоне, обусловленном обычными процессами сильного взаимодействия, и существует лишь некую часть полного времени эволюции адронной системы. В качестве наиб. важных сигналов, дающих информацию о формировании К.-г. н., предполагается использовать процессы образования лептонных пар, эмиссии прямых фотонов и события аномально большого числа рождений странных частиц.

Эксперим. обнаружение К.-г. н. и исследование её характеристик могло бы внести ясность в наши осн. представления о поведении адронной материи как в обычных, так и в экстремальных состояниях и явиться подтверждением КХД.

Лит.: 1) Шелест Н. П., Зиновьев Г. М., Миряский В. А., Модели сильновзаимодействующих элементарных частиц, т. 2, М., 1976; 2) Фейльберг Е. Л., Термодинамические фазовые переходы, «УФН», 1983, т. 139, с. 3; 3) Горенштейн М. И. и др., Точно решаемая модель фазового перехода между адронной и кварк-глюонной материей, «ТМФ», 1982, т. 52, № 3, с. 346; 4) Горенштейн М. И., Липкив С. Л., Зиновьев Г. М., Model of deconfinement phase transition in baryonic quark-gluon bag system, «Z. Phys. Ser. C», 1984, v. 22, p. 189; 5) Шугаев Е. В., Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter, «Phys. Repts», 1980, v. 61, p. 71; 6) Сагз Н., Critical behaviour in finite temperature QCD, «Phys. Repts», 1982, v. 88, p. 349.

В. П. Шелест, КВАРК-ГЛЮОННЫЙ ПОДПРОЦЕСС в квантовой хромодинамике — процесс взаимодействия кварков и глюонов на малых расстояниях, определяющий сечение жестких процессов с участием адронов. Напр., в процессе рождения в адрон-адронном соударении пары мюонов с большой относит. энергией К.-г. н. служит аннигиляция кварка адрона  $A_1$  и т. н. морского антикварка адрона  $A_2$  в пару мюонов через виртуальный  $\gamma$ -квант ( $q+\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$  (см. *Партон*, рис. 2, а). Из-за наличия инфракрасных

расходимостей К.-г. н. должен быть регуляризован в области малых импульсов (см. *Регуляризация расходимостей*), при этом зависимость от размерного параметра регуляризации выделяется в виде множителя и включается в структурные функции участвующих в процессе адронов.

А. В. Ефремов, КВАРКИ — микроскопич. частицы со спином  $1/2$ , элементарные составляющие всех адронов: барионов и мезонов. В пределах точности совр. эксперимента К. — точечные, бесструктурные образования (их размеры  $< 10^{-16}$  см).

К. нач. 80-х гг. было известно 5 типов К.:  $u, d, s, c, b$ . Однако имеются серьёзные теоретич. основания предполагать (см. *Аномалии в квантовой теории поля*) существование на крайней мере ещё одного, шестого К. —  $t$ -К. Типы К. различаются значениями присутищих им квантовых чисел и массами. Каждый тип кварка  $q_i$  представлен тремя разновидностями  $q_i^r$ , у  $r$ -рых квантовые числа и масса одинаковы, но есть различие в особой характеристике (отсутствующей у адронов), названной цветом и принимающей три разл. значения,  $\alpha=1, 2, 3$ . В первом приближении каждый барон  $B$  состоит из трёх К., вообще говоря, разных типов, каждый мезон ( $M$ ) — из кварка и антикварка. Символически:  $B=(qqq), M=(q\bar{q})$ , причём в обоих случаях реализуются суммы определ. комбинаций цветов (см. ниже).

Гипотеза о том, что адроны настроены из специфич. субединиц — К., была впервые выдвинута М. Гелл-Манном (M. Gell-Mann) и независимо от него Дж. Цвейгом (G. Zweig) в 1964 для объяснения существования групп частиц (октетов и декуплетов) с близкими свойствами (см. *Элементарные частицы*). С тех пор она получила многочисл. косвенные эксперим. подтверждения (см., напр., *Партоны*). Назв. «К.» для элементарных составляющих адронов было введено М. Гелл-Манном. Оно не имеет прямого смыслового значения и было заимствовано из романа Дж. Джойса «Поминок по Финнегану», герою  $n$ -рого в снах часто слышались слова о таинственных трёх кварках. (Заметим, что в 1964 для построения всех известных тогда адронов было достаточно трёх типов элементарных составляющих.)

Всем К. обычно приписывают барионное число  $B=1/3$ , с тем чтобы бароны имели  $B=1$ . Для мезонов при этом автоматически получается  $B=0$ .

Тип К. характеризуется прежде всего значениями след. внутренних квантовых чисел: *изотопического спина* ( $I$ ) и его проекции  $I_3$ , *страничности* ( $S$ ), *очарования* ( $C$ ) и *красоты* ( $b$ ), определяющих т. н. аромат К. Не исключено, что в аромат могут входить и др. квантовые числа, напр. истинность ( $t$ ), связанная с  $t$ -К. Электрич. заряд К. выражается через упомянутые внутренние квантовые числа и даётся (в единицах элементарного заряда  $e$ ) обобщённой  $q$ -флор Гелл-Манна — Нишиджими:

$$Q = I_3 + \frac{1}{3}(B + S + C - b + t). \quad (1)$$

Удвоенное значение второго слагаемого называют *гиперзарядом*. Значения квантовых чисел К. и результирующей электрич. заряд, а также их символы и названия приведены в таблице.

В соответствии со сказанным выше для каждого типа К. аромат (и электрич. заряд) одинаковы для всех цветов, т. е. для всех значений  $\alpha$ . Характерной особенностью К. является дробный электрич. заряд, кратный  $1/3 e$ , не встречающийся у др. изученных элементарных частиц. Анализ имеющихся эксперим. данных согласуется с этим свойством К. Обсуждается, однако, и др. точка зрения, согласно  $n$ -рой электрич. заряды, а также барионные числа К. могут быть целочисленными. В этом случае  $Q$  и  $B$  должны были бы зависеть от цвета и лишь усреднены по цветам значения  $Q$  и  $B$  для каждого К. совпадали бы со значениями, приведён-

Символ	Название	$V$	$I$	$I_3$	$S$	$C$	$b$	$f(\tau)$	$Q$
$u^c$	верхний (от англ. up)	$1/3$	$1/2$	$+1/2$	0	0	0	0	$2/3$
$d^c$	нижний (от англ. down)	$1/3$	$1/2$	$-1/2$	0	0	0	0	$-1/3$
$s^c$	странный (от англ. strange)	$1/3$	0	0	-1	0	0	0	$-1/3$
$c^c$	очарованный (от англ. charm)	$1/3$	0	0	0	1	0	0	$2/3$
$b^c$	красивый (от англ. beauty)	$1/3$	0	0	0	0	1	0	$-1/3$
$t^c$	истинный (от англ. truth)	$1/3$	0	0	0	0	0	1	$+2/3$

ныи в таблице. Однако проведение указанной точки зрения сталкивается с рядом трудностей, связанных, в частности, с нарушением цветовой симметрии (см. *Квантовая хромодинамика*) и с т. н. *удержанием цвета*.

Цвет является важной характеристикой  $K$ , обеспечивающей необходимую антисимметрию волновой функции адронов, ностранных из одинаковых  $K$ , напр.  $(qqqq)$  (и тем самым наблюдение принципа Паули). С учётом цвета структуры барона и мезона более точно записываются в виде

$$B_{ijk} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{\alpha, \beta, \gamma=1}^3 \epsilon_{\alpha\beta\gamma} q_i^\alpha q_j^\beta q_k^\gamma; \quad M_{ik} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\alpha=1}^3 q_i^\alpha \bar{q}_k^\alpha. \quad (2)$$

Здесь  $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$  — полностью антисимметричный тензор,  $\epsilon_{123}=1$ . Погода о существовании цвета у  $K$ , впервые высказанная в 1965 Н. Н. Боголюбовым, Б. В. Струминским, А. Н. Тиходейко и независимо М. Ханом (M. Khan) и П. Намбу (Y. Nambu), была впоследствии косвенно подтверждена в большом числе экспериментов. Индекс  $\alpha$  обычно рассматривается как индекс, являющийся компонентой фундам. представления группы  $SU(3)_c$ . Г-н группа цвета  $SU(3)_c$ . Комбинация  $K$ , приведенные в (2), инвариантны относительно преобразования  $SU(3)_c$ , и это объясняет тот факт, что адроны являются бесцветными объектами (синглетами  $SU(3)_c$ ).

Адроны, построенные по правилам (2) из  $u$ - и  $d$ - $K$ , образуют семейство «обычных» адронов (к ним относятся нуклоны,  $\tau$ - и  $\rho$ -мезоны, *реванасы* с  $S=C=b=0$ ). Мезоны и бароны, в состав которых помимо  $u$ - и  $d$ - $K$  входят один или более  $s$ - $K$ , образуют семейство *старших частиц*. Введение в состав адронов  $c$ - и  $b$ - $K$  (наряду с  $u$ ,  $d$ ,  $s$ - $K$ ) даёт начало семейству соответственно *очарованных частиц* и красивых (прелестных) частиц. Знание кваркового строения адронов (2) позволяет полностью воспроизвести все известные в систематике адронов группы этих частиц и изучение характеристик их отд. адронов.

Вся информация о  $K$  была получена на основе изучения особенностей разл. процессов с участием адронов, т. е. в условиях, в к-рых проявляются свойства связанных  $K$ . Попытки обнаружить  $K$  в свободном состоянии к успеху не привели. Это означает, что пока нет возможности говорить о массе  $K$  в обычном для элементарных частиц смысле. Можно говорить лишь об эфф. массе связанных  $K$ , зависящей, вообще говоря, от условий, в к-рых осуществляется измерение (в частности, от квадрата переданного 4-момента  $q^2$ ). В соответствии с этим для масс ( $m_K$ )  $K$ , (особенно легких) получаются сильно варьирующиеся значения. Тем не менее можно определенно сказать, что

$$m_u \approx m_d < m_s \ll m_c < m_b.$$

Эти неравенства отражают иерархию масс разл. се-

мейств адронов. Значения масс  $K$  в стат. ( $q^2 \rightarrow 0$ ) пределе равны:

$$m_u \approx m_d \approx 300 \text{ МэВ}, \quad m_s \approx 500 \text{ МэВ}, \\ m_c \approx 1500 \text{ МэВ}, \quad m_b \approx 5000 \text{ МэВ}.$$

Такие  $K$  называют конститuentными и (составляющими)  $K$ . Масса  $t$ - $K$ , согласно эксперименту, не менее 45 ГэВ. С ростом  $q^2$  эфф. масса  $K$  уменьшается. По этой причине значения масс т. я. т о к в ы х  $K$ . (т. е.  $K$ , образующих нач. и конечное состояние *токов* перехода, отвечающего сильному, эл.-магн. или слабому взаимодействию и ненулевому значению  $q^2$ ) заметно отличаются от приведённых выше величин и составляют:

$$m_u \approx 4,5 \text{ МэВ}, \quad m_d \approx 7 \text{ МэВ}, \quad m_s \approx 150 \text{ МэВ}, \\ m_c \approx 1200 \text{ МэВ}, \quad m_b \approx 4500 \text{ МэВ}.$$

$K$  в адронах удерживаются специфич. силами, порождаемыми обменями особыми бесмассовыми частицами — *глюонами*, также являющимися носителями цвета (их число равно 8). Глюоны — калибровочные мезоны группы  $SU(3)_c$ ; по своим трансформ. свойствам они принадлежат присоединённому представлению группы. Взаимодействие глюонов с  $K$ , задаваемое свойствами группы  $SU(3)_c$ , довольно сильное (примерно в 10–100 раз сильнее эл.-магнитного). По этой причине глюоны, испускаемые  $K$ , могут с заметной вероятностью рождать пары  $K$ -антикварк (с тем большей вероятностью, чем меньше масса  $K$ ). В результате в любом адроне в каждый данный момент времени с  $K$ , составляющими, согласно (2), основу его структуры и определяющими его квантовые числа (т. н. в а д р о н н ы м и  $K$ ,  $q_{val}$ ), содержится равновесная примесь глюонов и пар  $K$ -антикварков разл. типов. Последние образуют как бы «море»  $K$ -антикварковых пар; соответственно их часто называют морскими  $K$  и  $K$ ,  $q_{sea}$ . Море  $K$  в основном образовано парами  $u$ - и  $d$ - $K$ , несколько меньше в нём пар  $s$ - $K$ , ещё меньше (по крайней мере на порядок) пар  $c$ - $K$  и т. д. Примесь морских  $K$  в адронах в среднем не очень велика, однако зависит от типа адрона и, в частности, в мезонах, по имеющимся данным, более выражена. Кроме того, море  $K$  в адроне при его взаимодействии с др. частицами в той или иной степени возмущается, изменяя при этом свои свойства. Количество относительная роль валентных и морских  $K$ , а также глюонов ( $g$ ) в адроне может быть охарактеризована средним значением  $f$  доли полного импульса адрона, переносимой каждой из названных компонент. Для наб. детально изученных адронов — нуклонов — типичные цифры при переданном нуклону квадрате импульса 5 ( $\text{ГэВ}/c$ )<sup>2</sup> таковы:

$$f(u_{val} + d_{val}) = 0,37; \quad f(u_{sea} + d_{sea} + \bar{u}_{sea} + \bar{d}_{sea}) = 0,06; \\ f(s_{sea} + \bar{s}_{sea}) = 0,02; \quad f(g) = 0,55.$$

Т. о., доля импульса нуклона, приходящая на глюоны, высока (примерно такая же картина:  $f(g) \approx 0,5$  в  $p$ - и  $K$ -мезонах). На морские  $K$  в ср. приходится ок. 20% импульса, переносимого валентными  $K$ . Следует, однако, иметь в виду, что число морских  $K$  с очень малой долей  $x$  от полного импульса нуклона ( $x < 0,1$ ) быстро растёт с уменьшением  $x$  ( $\sim 1/x$ ), и в определ. условиях это обстоятельство существенно проявляется.

С учётом присутствия в адронах морских  $K$  и глюонов структура адрона уточняется след. образом: каждый образующий адрон валентный  $K$  (антикварк) в действительности окружён как бы облаком из  $K$ -антикварковых пар и глюонов. Такой «облаченный» валентный  $K$  иногда называют в л о н о м. Размеры облака, окружающего валентный  $K$ ,  $(1/a-1/b)^2 N$  ( $r_N$  — размер нуклона). Масса валона соответствует массе  $K$  в статич. пределе.

Отрицат. результаты поисков  $K$  в свободном состоянии, хотя они могут отражать наличие у них очень



основном из странных кварков  $s$  и антикварков ( $\bar{s}$ ), и объяснить подавление взаимодействия этих мезонов с адронами, состоящими из  $u$ -,  $d$ -кварков, — т. е. и р-вило Цвейга [Дж. Цвейг (G. Zweig), 1964].

Модель, в  $k$ -р-принимается, что почти вся масса адрона сосредоточена в кварках, наз. моделью конститuentных кварков. Конкретные реализации этой модели отличаются предположениями о характере взаимодействия между кварками [1—3]. Наблюдаемые свойства адронов удаётся количественно описать, если принять, что силы между кварками зависят в основном от расстояния между ними. При этом волновая  $\psi$ -функция адрона приобретает дополнит. симметрию относительно перестановки спинов кварков: из  $SU(3)$ -симметрии адронных состояний возникает унитарная симметрия  $SU(6)$ . Осн. состояние бариона полностью симметрично относительно перестановки кварков (вместе с их спинами), но антисимметрично относительно перестановки цветов кварков. Оно соответствует представлению  $56$  группы  $SU(6)$  и включает  $56$  состояний по формуле  $J^P = 1/2^+$  (всего 16 состояний, включая спиновые стенки свободы) и декуплет  $3/2^+$  (всего 40 состояний). На опыте наблюдаются также барионы, группирующиеся в мультиплет 70 группы  $SU(6)$ : октет  $3/2^+$ ,  $1/2^+$ , декуплет  $1/2^+$  и синглет  $1/2^+$ . Для мезонов состояния пары  $qq$  классифицируются по орбитальному моменту  $l$  и спину пары, что позволяет вычислить силы, пространственную чётность и зарядовую чётность мезонов. На опыте наблюдаются все псевдоскалярные ( $0^-$ ) и векторные ( $1^-$ ) мезоны, принадлежащие мультиплету с  $l=0$ , а для мезонов с  $l=1$  полностью заполнен только мультиплет тетраэдров мезонов. Сходятся с опытом расчёты магн. моментов мезонов и барионов, соотношения между ширинами полупентонных распадов, между сечениями рассеяния адронов, входящих в один  $SU(6)$ -мультиплет, между сечениями рассеяния мезонов и барионов. Примером является отношение сечений  $\sigma_{pp}/\sigma_{np} = 9/8$  (в  $pp$ -рассеянии возможны 9 однократных столкновений кварков, а в  $np$  — только 6). При соответствующем выборе взаимодействия между кварками удаётся количественно описать возбуждённые состояния адронов, их динамику, характеристики типа эл.-магн. форм-факторов. Ряд проблем, поставленных К. м. адронов ( $SU(6)$ -симметрия, природа правила Цвейга и др.), удалось понять только с появлением квантовой хромодинамики (КХД). Однако не выяснено, совместимы ли с КХД предположения о существовании конститuentных кварков и о феноменологии, динамике их взаимодействия. Конститuentные кварки качественно отличаются от элементарных кварков (их называют также токовыми кварками), изучаемых в жёстких процессах. Наличие в сильном взаимодействии приближённой киральной симметрии — явление малости массы токовых  $u$ -,  $d$ -кварков по сравнению с массой конститuentного кварка.

Понятной частью динамику кварков в духе КХД является модель мешков [3]. В этой модели вводится представление о двух фазах адронного вещества. Первая фаза — вакуум КХД, к-рый содержит конденсат глюонных и кварковых полей (см. Вакуумный конденсат, Правила сумм). Предполагается, что в вакууме невозможно распространение свободных кварков и глюонов. Вторая фаза соответствует области внутри адрона. Адрон представляется как пузырь, удерживаемый внутр. движением почти свободных кварков и глюонов от схлопывания из-за внеш. давления вакуума. В модели мешков удаётся рассчитать в соответствии с опытом статич. характеристики адронов: магн. моменты, массы и т. д. В отличие от модели конститuentных кварков, в модели мешков значит. часть массы адрона распределена по его объёму. Модель мешков не является внутренне согласованной: из-за жёсткой формы мешка в ней не соблюдается принцип причин-

ности, не учтено спонтанное нарушение киральной симметрии в КХД.

В целом проблема построения последовательной К. м. не решена. Осн. трудности в построении кварк-глюонной модели адрона обусловлены отсутствием эфф. методов работы с у-рядами КХД в области сильной связи. Из-за свойства асимптотической свободы в КХД наиб. последовательным является описание адронов, содержащих тяжёлые кварки  $c$ ,  $b$ , ... (см. Кварконию). Лит.: 1) Лезин Е. М., Фридрих Л. Л., Нерлиштвейская модель кварков, «УФН», 1968, т. 94, с. 243; 2) Коккедэ Я., Теория кварков, пер. с англ., М., 1982; 3) Клоуз Ф., Кварки и партоны, пер. с англ., М., 1982; М. Страссман, Л. Л. Фридрих, фронт.

**КВАРКОНИИ** — мезон, состоящий из тяжёлого кварка и его антикварка.

Интенсивное эксперим. и теоретич. исследование К. началось после обнаружения в 1974 долгоживущей  $J/\psi$ -частицы [1] и последующей серии открытий родственных ей частиц с массами в интервале ок. 3—4 ГэВ. Все эти частицы принадлежат семейству, соответствующему уровням чармония [2] — системы, подобной позитронию и состоящей из очарованного (charm) кварка  $c$  и его антикварка  $\bar{c}$ . В 1977 было обнаружено семейство *испион-частиц* ( $\Gamma$ ) [3]. С этим открытием утвердился новый, ещё более тяжёлый, прелестный (beauty), или красивый,  $b$ -кварк.  $\Gamma$ -частицы являются при этом уровнями системы  $b\bar{b}$ -испиония (называемой также боттомом от др. наименования  $b$ -кварка — bottom, т. е. нижний кварк в новом кварковом дублете; см. Поколения фермионов).

Для классификации уровней К. принято использовать спектроскопич. обозначения  $(n_r + 1)^{2S+1}L_J$ , где  $n_r$  — радиальное квантовое число,  $J$  — полный угл. момент системы, составленный из орбитального момента  $L$  и спинового  $S$ ; при этом пространств. чётность  $P = (-1)^{L+1}$ , зарядовая чётность  $C = (-1)^{L+S}$ . Частицы  $J/\psi$  и  $\Gamma$  являются осн. векторными состояниями К.  $^3S_1$ . На опыте векторные К. наблюдаются как резонансы в  $e^+e^-$ -аннигиляции, а также в спектрах масс лентонных пар, образованных при адрон-адронных столкновениях.  $C$ -чётные состояния:  $^1S_0(\eta_c)$  и  $^3P_J(\chi_{cJ})$  проявляются в основном в радиац. распадах  $^3S_1$ -уровня т.е.:

$$\begin{aligned} \psi^0 &\rightarrow \gamma + \eta_c (\eta_c), & \psi^1 &\rightarrow \gamma + \chi_{cJ} ({}^3P_J), \\ \Gamma^0 &\rightarrow \gamma + \chi_b ({}^1S_0), & \Gamma^1 &\rightarrow \gamma + \chi_{bJ} ({}^3P_J). \end{aligned}$$

Информация об уровнях чармония и испиония иллюстрируется рисунком. Она весьма обширна (см., напр., [5, 6]), и эта область продолжает интенсивно развиваться. В рамках метода правил сумм в квантовой хромодинамике [4] возможно количеств. теоретич. описание осн. аспектов физики К. Для описания уровней К. широко используется также нерелятивистская потенц. модель. В этом подходе модельный потенциал взаимодействия, связывающего тяжёлые кварки, строится так, чтобы на малых расстояниях он практически имел кулоновскую форму, а на больших расстояниях продолжал расти, обеспечивая невылетание свободных кварков [5].

Роль К. в физике элементарных частиц чрезвычайно важна, поскольку эта система может служить «пробником» сильного взаимодействия на малых расстояниях. Этот пробник уникален, т. к. он даёт полную информацию о свойствах глюонных полей (см. Глюоны). В частности, распады К. являются источником глюонов, здесь могут быть исследованы их свойства и специфика процесса иррадиации глюонов в адроны. Кроме того, К. — удобный объект для исследования слабого взаимодействия. Напр., распады К. являются одним из важных источников информации о разл. экзотич. объектах, возникающих в теории, — Хиггса бозонах, аксионах и т. д. [6].

Существенное влияние на развитие теории может оказать обнаружение и исследование К., построенного из

место, пока не открыто кварца  $\alpha$ ,  $\kappa$ -рая предположительно совр. теорией слабого взаимодействия. С этим  $\kappa$  (топоним) связывают надежды на реализацию «фабрики» глюонов,  $\kappa$ -рая позволила бы детально ис-

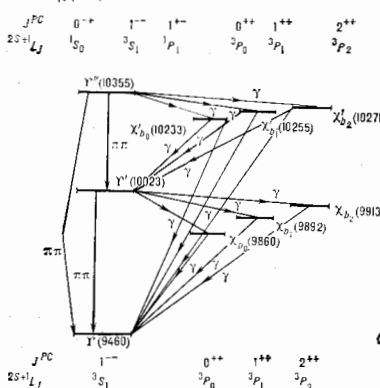
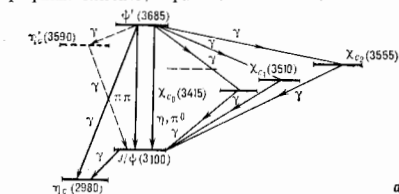


Схема уровней чармония (а) и мисилопия (б). Сплошные линии соответствуют наблюдаемым состояниям и вершинам между ними, пунктирные — установленным твердо состояниям (переходам); указаны квантовые числа  $J^{PC}$  состояний и значения их масс (в единицах  $M_0 c^2$ ).

следовать их свойства. Уникальны и возможности изучения свойств слабого взаимодействия в распадах топ-кварка.

Лит.: 1) Aubert J. J. и др., Experimental observation of a heavy particle  $J/\psi$ , «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1404; Augustin J. E. и др., Discovery of a narrow resonance in  $e^+e^-$  annihilation, там же, p. 1406; 2) Appelquist T., Politzer H. D., Heavy quarks and  $e^+e^-$  annihilation, там же, 1975, v. 34, p. 43; De Rújula A., Glashow S. L., Is bound charmonium found?, там же, p. 46; 3) Herb S. W. и др., Observation of a dipion resonance at 3.5 GeV in 400 GeV proton-nucleus collisions, там же, 1977, v. 39, p. 232; 4) Lee W. R. и др., Observation of structure in  $\Upsilon$  region, там же, p. 1240; 4) Novikov V. A. и др., Charmonium and gluons, «Phys. Repts.», 1978, v. 34, p. 41; 5) Бейков А. А., Дробинин И. М., Леонидов А. В. Потенциальные модели кваркиона, «УФН», 1984, т. 143, а. 1; 6) Хозе В. А., Шифман М. А., Тяжелые кварки, там же, 1983, т. 140, в. 1; 7) Шифман М. А., Очарованные и прелестные частицы, там же, 1987, т. 151, в. 2.

**КВАРЦ** — кристаллич. двуокиси кремния  $\text{SiO}_2$ , один из осн. минералов земной коры. Природные кристаллы К. имеют размеры от песчинок до неск. десятков см, но встречаются кристаллы размером 1 м и более. Промышленно производятся синтетич. кристаллы К.

Осп. кристаллич. модификация  $\text{SiO}_2$ , существующая при обычных тем-рах и давлениях, является  $\alpha$ -К.; эту модификацию и наз. собственно К. Кристаллич. структура К. образована из кремнекислородных тетраэдров  $\text{SiO}_4$ ; находящийся в центре их катион Si окружён по тетраэдру четырьмя анионами O, а каждый

ион O, осуществляя сплеление тетраэдров, связан с двумя ионами кремния (рис. 1). Заряд катионов Si — ок. +2е, анионов O — ок. -1е; связь между Si и O носит ковалентный характер. Параметры элементарной ячейки  $\alpha$ -К.:  $a = 0,4903$  нм,  $c = 0,5393$  нм, точечная группа 32. Для  $\alpha$ -К. точечная группа 32 реализуется в атомной структуре в двух энантиомерных (правой и левой) пространственных группах. Поэтому в природе в равной мере встречаются кристаллы правого и левого К. Тетраэдры  $\text{SiO}_4$  вдоль гл. осей расположены в структуре по винтовой линии, но закрутка винта соответственно правая или левая.

Кристаллы К. — удлиненно-призматические или дигризматические или дигризматические с гранями гексагональной призмы и двумя ромбоэдрами. Кристаллы правого и левого К. различаются по расположению граней трапецоэдра и тригонального дигризмата (рис. 2). Часто К. двойникованы (см. Двойникование) и кажущиеся монокристаллы оказываются тесным сплетением или прорастанием двух индивидов. Стороны левого К. с правым, в  $\kappa$ -рых структура одного является зеркальным изображением структуры другого в плоскости, нормальной к оси 2-го порядка, наз. браунильскими двойниками (рис. 3, а). Двойники, сложенные из одноимённых левых или правых индивидов, повернутых относительно друг друга вокруг вертикальной оси на  $180^\circ$ , наз. дофипейскими (рис. 3, б). Они возникают в результате внутр. перестройки кристаллич. структуры при механич. напряжениях, вызванных термич. сжатием или приложением внеш. сил.

Выше  $573^\circ\text{C}$   $\alpha$ -К. переходит в др. кристаллич. модификацию —  $\beta$ -К. Кристаллы  $\beta$ -К. — гексагональные (точечная группа 62), структура их отличается от  $\alpha$ -К. небольшим новотвором и более симметричным расположением тетраэдров  $\text{SiO}_4$ .

Кроме  $\alpha$ - и  $\beta$ -К. известны и др. кристаллич. модификация  $\text{SiO}_2$  — в интервале  $870$ – $1470^\circ\text{C}$  устойчив гексагональный тридимит, а выше  $1470^\circ\text{C}$  — кубич. кристобалит. При высоких тем-рах  $T$  и давлениях  $P$  возможны ещё две модификации — коэзит (при  $P \sim 2$  ГПа,  $T \sim 1000^\circ\text{C}$ ) и наб. плотная — стишовит ( $P \sim 10$  ГПа,  $T \sim 1500^\circ\text{C}$ ).



Рис. 1. Структура кварца.

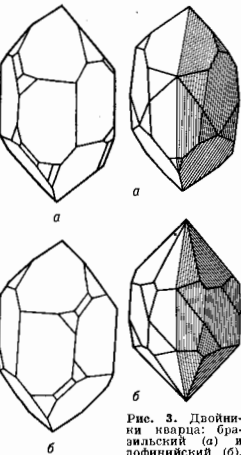


Рис. 3. Правый (а) и левый (б) кристаллы кварца.

Рис. 3. Двойники кварца: браунильский (а) и дофипейский (б).

Чистый кристалл К. бесцветен; ничтожные посторонние примеси вызывают разнообразную окраску К.; наиболее обычные бесцветные, молочно-белые или серые К. Прозрачные или полупрозрачные красиво окрашенные кристаллы наз. особые: бесцветные, прозрачные — горный хрусталь; фиолетовые — аметист; дымчатые — раухтопаз; черные — марсон; золотисто-желтые — цитрин; добавка Со в синтетич. К. даёт красивую голубую окраску. Твёрдость К. по минералогич. шкале 7; плотн. 2650 кг/м<sup>3</sup>. Плавится при темп-ре 1710 °С и застывает при охлаждении в т. п. кварцевое стекло, в к-ром тетраэды SiO<sub>4</sub> сцеплены беспорядочно. Плавленый кварц — хороший изолятор; сопротивление кубика с ребром в 1 см при 18 °С равно 5·10<sup>18</sup> Ом/см, коэф. линейного расширения 0,57·10<sup>-6</sup> см/град.

К.—оптический одноосный, поллоказательный (см. Кристаллооптика). Показатели преломления для двойного света с длиной волны  $\lambda=589,3$  нм:  $n_o=1,553$ ;  $n_e=1,544$ . Неокрашенный К. прозрачен для УФ- и частично ИК-лучей. При пропускании плоскополяризованного луча по направлению оптич. оси левые и правые кристаллы К. вращают плоскость поляризации в противоположные стороны. Значение угла вращения (на толщину пластинки в 1 мм) меняется в зависимости от  $\lambda$  и составляет для  $\lambda=589$  нм — 21,7°.

Оптич. свойства К. обусловили широкое применение его в оптич. приборостроении — из него делают призмы для спектрографов, монохроматоров, пластинки для вращения плоскости поляризации, линзы для УФ-оптики и т. п.

Отсутствие плоскостей и центра симметрии у кристаллов К. обуславливает наличие пьезоэлектрич. и пьезоэлектрич. свойств (см. Пьезоэлектричество). Значения диэлектрич. проницаемости  $\epsilon_{ij}$ , пьезоэлектрич. модуля  $d_j$  и упругих коэф.  $S_{ij}$  при комнатной темп-ре следующие:  $\epsilon_{11}=4,58$ ;  $\epsilon_{33}=4,70$ ;  $d_{11}=-6,76 \cdot 10^{-8}$ ;  $d_{14}=2,56 \cdot 10^{-8}$ ;  $S_{11}=1,279$ ;  $S_{12}=-0,159$ ;  $S_{13}=-0,110$ ;  $S_{14}=-0,446$ ;  $S_{33}=0,956$ ;  $S_{44}=1,978$ .

Монокристаллы синтетич. К. выращивают из водных щелочных растворов SiO<sub>2</sub> при давлениях 40—200 МПа и темп-рах ~360 °С. Кристаллы синтетич. К. обладают стабильными пьезоэлектрич. свойствами, радиан. устойчивостью, высокой оптич. однородностью и др. ценными техн. свойствами. Кристаллич. элементы из К. находят широчайшее применение в радиотехнике и электронике — это пьезоэлектрич. стабилизаторы частоты (в т. ч. в кварцевых часах), фильтры, резонаторы, пьезодатчики, пьезопластинки и УЗ-установки и т. д. В техн. химии, в технологии кристаллизации и др. широко используются тиглы, сосуды и др. изделия из плавленого К.

Лит.: Современная кристаллография, т. 2, М., 1979. В. К. Вайнштейн.

**КВАРЦЕВЫЙ ГЕНЕРАТОР** — автогенератор лд.-магн. колебаний с колект. системой, в состав к-рой входит кварцевый резонатор. Предназначен для получения колебаний с высокой стабильностью частоты.

Принцип построения электр. схемы К. г. и его действия такие же, как и у обычных генераторов электромагнитных колебаний. Параметры колект. системы выбирают так, чтобы большая часть энергии была сосредоточена в кварцевом резонаторе. В этом случае генерируемая частота определяется гл. обр. высокостабильной собств. частотой кварцевого резонатора, к-рый является обьёмной механич. колект. системой, выполненной в виде пластинки, кольца или бруска, выраженных определённым образом из кристалла кварца. Такой пьезоэлектрич. резонатор обладает очень малыми потерями энергии при колебаниях и высокой добротностью ~10<sup>4</sup>—10<sup>6</sup>. Кварцевый резонатор механически очень прочен, химически стоек, нечувствителен к влажности, его собств. частота мало зависит от темп-ры. Кроме того, кварцевый резонатор имеет малые размеры, что облегчает его защиту от внеш. воздействий.

К. г. обычно изготавливают на частоты от неск. кГц до 15—10 МГц; используя более сложные схемы, получают колебания на частотах до 100 МГц. К. г. имеют относит. уход частоты для небольших промежутков времени ~10<sup>-8</sup>, в то время как для лучших генераторов без кварца ~10<sup>-4</sup>. Тщательно выполненные К. г. с кварцевым резонатором, находящимся в вакууме при наст. температуре, позволяют получать укол. частоты до 10<sup>-10</sup> за сутки. Мощность К. г. не превышает обычно неск. Вт.

Лит.: Радиорелейные устройства, М., 1982. М. И. Андреевский.

**КВАТЕРНИОНЫ** — элементы множества  $\mathbb{H}$ , представимые в виде  $q = \alpha_0 1 + \alpha_1 i + \alpha_2 j + \alpha_3 k = (\alpha_0 + \alpha_1 i) + (\alpha_2 + \alpha_3 i)j$ . Здесь  $\alpha_0, \dots, \alpha_3$  — веществ. числа, а  $(1, i, j, k)$  — образующие базиса в  $\mathbb{H}$ , удовлетворяющие соотношениям:

$$\begin{aligned} i^2 = i, j^2 = j, k^2 = k, i^2 = j^2 = k^2 = -1, \\ ij = -ji = k, ki = -ik = j, jk = -kj = i. \end{aligned} \quad (1)$$

Обозначения принадлежат У. Гамильтону (W. R. Hamilton), открытому К. в 1843. В его честь для обозначения множества всех К. употребляется буква  $\mathbb{H}$ . Соотношение (1) можно записать в более компактной форме: пусть  $e_0, e_1, e_2, e_3$  — образующие, тогда

$$e_0^2 = 1, e_i^2 = -1, e_i e_j = -e_j e_k \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (1')$$

( $e_i/j/k$  — Леви-Чивиты символ).

Умножение К.  $q$  на скаляр  $\alpha$  и сложение К. определяются так же, как и для обычных векторов. Можно ввести произведение двух К.  $q = \alpha e_i$  и  $q' = \beta e_j$ ; ф-лой  $qq' = \sum \alpha_i \beta_j e_i e_j$  (иногда выделяют скалярную и векторную части К.:  $q = \alpha_0 + V$ , тогда умножение векторных частей определяется ф-лой  $V_1 V_2 = -(V_1 V_2) + [V_1 V_2]$ ). Тем самым множество  $\mathbb{H}$  превращается в алгебру (алгебру кватернионов). Из соотношений (1) следует, что  $\mathbb{H}$  — некоммутативная, но ассоциативная алгебра. Алгебра  $\mathbb{H}$  содержит в виде подалгебры поле веществ. чисел  $\mathbb{R} = (\alpha_0)$  и поле комплексных чисел  $\mathbb{C} = (\alpha_0 + \beta e_1)$ .

Алгебра  $\mathbb{H}$  допускает изоморфное матричное представление с помощью Паули матриц:

$$e_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, e_1 = i \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, e_2 = i \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, e_3 = i \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

(здесь  $i = \sqrt{-1}$ ).

Для каждого К.  $q = \alpha_0 e_0 + \alpha_1 e_1 + \alpha_2 e_2 + \alpha_3 e_3$  определён сопряжённый К.  $\bar{q} = \alpha_0 e_0 - \alpha_1 e_1 - \alpha_2 e_2 - \alpha_3 e_3$  и норма  $N(q) = q\bar{q} = \bar{q}q = \alpha_0^2 + \alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = |q|^2$ . Обратным кватернионом элемента  $q^{-1} = \bar{q}/|q|^2$ . Каждый ненулевой К. имеет обратный. Алгебра с таким свойством называется алгеброй с делением. Алгебра  $\mathbb{H}$  (наряду с полями  $\mathbb{R}$  и  $\mathbb{C}$ ) является единств. ассоциативной алгеброй с делением (теорема Фробениуса). Список алгебр с делением замыкает алгебра к в о т и о в о (октав, чисел Кэли) — 8-мерная алгебра, в к-рой нарушена ассоциативность произведения. Наряду с веществ. и комплексными числами в разл. вопросах теории представляются групп, топологии и физики можно использовать К. Вращение трёхмерного пространства можно задать при помощи К. с нормой 1 (аналогично тому, как вращение плоскости задается комплексным числом с модулем 1).

Лит.: Дубровин В. А., Новиков С. П., Фомин А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Кэли А. Г., Векторная алгебра, пер. с англ., М., 1979.

М. И. Манастырский.

**КЕЛДЫША—ФРАНЦА ЭФФЕКТ**. При приложении электр. поля к осещаемому полупроводнику в области его прозрачности (т. е. при энергии фотона  $\hbar\omega$  меньше ширины запрещённой зоны  $E_g$  полупроводника) наблюдается поглощение света, а в области  $\hbar\omega > E_g$  возникает осциллирующ. коэф. поглощения (и отражения) как ф-ция приложенного поля  $E$  и частоты света  $\omega$ .

К.—Ф. э. теоретически предказан в 1958 независимо В. Францем [1] и Л. В. Келдышем [2]. К.—Ф. э. используется для исследования зонной структуры полупроводников и измерения поля  $E$  в приповерхностной структуре полупроводников [3, 4].

Для невырожденных изотропных нарабочих энергетич. зон (см. *Зонная теория*) коэф. поглощения света  $\alpha$  в электрич. поле  $E$  в случае прямых разрешённых переходов определяется выражением:

$$\alpha \propto (2m^*)^{1/2} \theta^{1/2} \left\{ \left[ \text{Ai}' \left( \frac{\mathcal{E}_g - \hbar\omega}{\theta} \right) \right]^2 + \frac{\mathcal{E}_g - \hbar\omega}{\theta} \times \right. \\ \left. \times \left[ \text{Ai} \left( \frac{\mathcal{E}_g - \hbar\omega}{\theta} \right) \right]^2 \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $\theta = (\hbar E)^{1/2} / (2m^*)^{1/2}$ ;  $m^{*-1} = m_0^{-1} + m_D^{-1}$ ;  $m_0$  — эффективная масса электрона проводимости,  $m_D$  — дырки,  $\text{Ai}$  — функция Эйри. При  $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$  и  $\mathcal{E}_g - \hbar\omega \gg \theta$ :

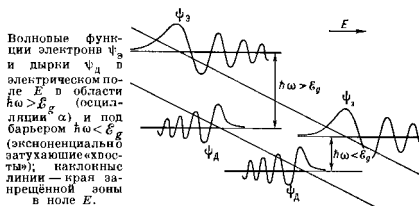
$$\alpha \propto \frac{e\hbar E}{m^*(\mathcal{E}_g - \hbar\omega)} \exp \left[ -\frac{4\sqrt{2m^*}(\mathcal{E}_g - \hbar\omega)^{3/2}}{3\hbar E} \right]. \quad (2)$$

Из (2) видно, что  $\alpha \neq 0$  и поглощение экспоненциально спадает с увеличением параметра  $(\mathcal{E}_g - \hbar\omega)/\theta$  (т. к. при больших положит. аргументах  $\text{Ai}$  экспоненциально затухает).

При  $\hbar\omega > \mathcal{E}_g$  и  $\hbar\omega - \mathcal{E}_g \gg \theta$ , т. е. в области больших отрицат. аргументов, ф-ция  $\text{Ai}$  и, следовательно,  $\alpha$  имеют осциллирующий характер:

$$\alpha \propto (2m^*)^{1/2} \left\{ \frac{(\hbar\omega - \mathcal{E}_g)^{1/2}}{4\sqrt{2m^*}(\hbar\omega - \mathcal{E}_g)} \times \frac{\hbar E}{4\sqrt{2m^*}(\hbar\omega - \mathcal{E}_g)} \times \right. \\ \left. \times \cos \left[ \frac{4\sqrt{2m^*}(\hbar\omega - \mathcal{E}_g)^{3/2}}{3\hbar E} \right] \right\}. \quad (3)$$

Первое слагаемое в (3) соответствует поглощению в отсутствие поля ( $E=0$ ), второе описывает келдыш—францевские осцилляции, затухающие с ростом  $\hbar\omega$ .



Ф-лы (2, 3) имеют простой физ. смысл. В электрич. поле энергетич. зоны наклоняются (рис.). Если суммарная энергия электрона и дырки, равная  $\hbar\omega$ , больше  $\mathcal{E}_g$ , то в этом случае волновые ф-ции электрона  $\psi_e$  и дырки  $\psi_h$  перекрываются; коэф. поглощения  $\alpha$  велик, а его осцилляции объясняются интерференцией падающей и отражённой от потенц. барьера (обусловленного полем  $E$ ) электронных волн. Интерференц. картина частично сглаживается после усреднения по направлениям движения. При суммарной энергии  $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$  классические доступные области для электрона и дырки пространственно разделены, однако их волновые ф-ции  $\psi_e$  и  $\psi_h$  всё же перекрываются своими экспоненциальными «хвостами» под барьером. Т. о., в электрич. поле поглощения при  $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$  непрозрач. вероятности туннелирования электрона и дырки под барьером.

В реальных кристаллах энергетич. зоны могут быть анизотропны и вырождены. В этом случае при  $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$

возникает зависимость коэф. поглощения  $\alpha$  от поляризации света. При  $\hbar\omega > \mathcal{E}_g$  в (3) появляются два осциллирующих слагаемых (отвечающих тяжёлым и лёгким дыркам), каждое со своей поляризацион. зависимостью; возникают бенины.

Кулоновское притяжение электрона и дырки (экзитонный эффект) при  $\hbar\omega < \mathcal{E}_g$  увеличивает  $\alpha$  на 3 порядка как за счёт понижения потенц. барьера кулоновским полем, так и за счёт увеличения вероятности нахождения электрона и дырки в одной точке. При  $\hbar\omega > \mathcal{E}_g$  кулоновское притяжение также сильно увеличивает поглощение, изменяет период и фазу осцилляций, но не влияет на их относит. амплитуду.

Наиб. ярко К.—Ф. э. проявляется в спектрах электроотражения, где при  $\hbar\omega > \mathcal{E}_g$  также возникает осцилляция, аналогичная (3). В Ge наблюдалось ок. 10 осциллиаций электроотражения, что позволило идентифицировать вклады лёгких и тяжёлых дырок, а также выделить эффекты неупругости зон.

Лит.: 1) Franz W., Einfluss eines elektrischen Feldes auf eine optische Absorptionskante, *z. Naturforsch.*, 1958, Bd 13A, S. 484; Келдыш Л. В., О влиянии сильного электрического поля на оптические характеристики непрозрачных кристаллов, *«Изв. АН СССР»*, 1958, т. 34, с. 1138; 2) Кардана М., Модуляционная спектроскопия, пер. с англ. М., 1972; 3) Арно и о А. Г., Иоселевич А. С., *Электрооптика экзитонов*, в кн.: Экзитоны, под ред. Э. И. Рабица, М. Д. Стергина, М., 1985.

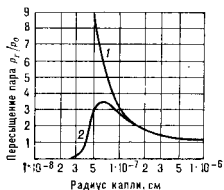
**КЕЛЬВИН** (К) — единица термодинамич. темп-ры, одна из основных в СИ; К равен  $1/273,16$  части термодинамич. темп-ры тройной точки воды. Названа в честь У. Томсона (лорда Кельвина; W. Thomson, Lord Kelvin). До 1968 именовался градус Кельвина ( $^{\circ}\text{K}$ ). Применяется как единица *Международной практической температурной шкалы*,  $1\text{K} = 1^{\circ}\text{C}$ .

**КЕЛЬВИНА УРАВНЕНИЕ** — зависимость давления насыщ. пара (или растворимости твёрдых тел) от кривизны поверхности раздела двух сосуществующих фаз (т. е. от размера малых капелек жидкости, пузырьков, кристалликов). При данной темп-ре  $T$  в равновесных условиях

$$\frac{p}{p_0} = \exp \left( \frac{2\sigma V}{rRT} \right) = \frac{c}{c_0},$$

где  $r$  — ср. радиус кривизны поверхности раздела фаз,  $p$  — давление насыщ. пара над сферич. поверхностью,  $p_0$  — давление насыщ. пара над плоской поверхностью в тех же условиях ( $c$  и  $c_0$  — соответственно растворимости),  $\sigma$  — межфазное поверхностное натяжение,  $V$  — молярный объём конденсированной фазы,  $R$  — универсальная газовая постоянная. Величина  $2\sigma/r$  наз. *капиллярным давлением*. В случае вогнутых поверхностей (канал, кристалл)  $r > 0$ , и в случае выпуклых поверхностей (пузырьки)  $r < 0$ .

К. у. впервые выведено У. Томсоном (лордом Кельвином) в 1871 из условия равенства *химических потенциалов* в смежных фазах, находящихся в термодинамич. равновесии. Из К. у. следует, что давление над частицами малых размеров выше, а в малых пузырьках или над вогнутой поверхностью ниже, по сравнению с давлением насыщ. пара над плоской поверхностью. Соответственно растворимости малых капелек или кристаллов выше растворимости крупных капелек или кристаллов. Пересыщение  $(p - p_0)/p_0$  становится заметным лишь для очень малых частиц (рис.).



Равновесное насыщение пара у поверхности капелек воды с радиусами  $r$ : 1 — для не смачиваемых капелек; 2 — для капелек с смачиваемым зарядом.

Для заряд. поверхностей в показатель экспоненты К. у. входит неравновесный член к капиллярному давлению  $2\sigma/r$ , равный  $\epsilon^2/8\pi l^2 r$ , где  $\epsilon$  — заряд капли или пузырька,  $\epsilon$  — диэлектрик. иррируемость жидкости. Этот член становится существенным при  $(\rho/\rho_0) > 2$ , а при ещё больших нерасширениях — преобладающим.

Из К. у. вытекают важные следствия, имеющие большое значение в процессах образования новой фазы (напр., в аэрозолях и дисперсных системах). Так, малые капли или кристаллики неустойчивы по сравнению с более крупными, т. к. происходит перенос вещества от мелких капель к кристаллам к более крупным (изо-термич. перегонка). Вторым следствием является капиллярная конденсация. В результате К. у. происходит такая задержка в образовании устойчивых зародышей новой фазы из метастабильного состояния при возникновении капель или кристаллов из пересыщ. пара или раствора, а также кристалликов из переохлажденного расплава при его отверждении. Зародыши новой фазы данного размера не возникают, пока не достигнуто пересыщение, определяемое К. у.

П. А. Рейндер.  
**КЕЛЬВИНА ШКАЛА** — часто применяемое наименование термодинамич. температурной шкалы. Названа в честь лорда Кельвина (У. Томсона), предложившего (1848) принцип построения температурной шкалы на основе второго начала термодинамики. В К. ш. за начало отсчёта принят абс. нуль темп-р ( $-273,15^\circ\text{C}$ ), единица отсчёта — 1 Кельвин (К);  $1\text{ К} = 1^\circ\text{C}$ .

**КЕПЛЕРА ЗАКОНЫ** — эмпирич. законы, описывающие движение планет вокруг Солнца. Установлены И. Кеплером (J. Kepler) в нач. 17 в. на основе наблюдений положений планет относительно звёзд.

Первый К. з. Все планеты движутся по эллипсам, в одном из фокусов к-рых находится Солнце.  
Второй К. з. Площади, описываемые радиусами-векторами планет, пропорциональны времени.

Третий К. з. Квадраты периодов обращений относятся как кубы их ср. расстояний от Солнца.  
Первые два К. з. были опубликованы в 1609, третий — в 1619. К. з. сыграли важную роль в установлении И. Ньютоном закона всемирного тяготения. Решение задачи о движении материальной точки, взаимодействующей по этому закону с неподвижной центр. точкой (невозмущённое кеплеровское движение), приводит к формулировке обобщённых К. з.

1. В невозмущённом движении орбита движущейся точки есть кривая второго порядка, в одном из фокусов к-рой находится центр силы притяжения.

2. В невозмущённом движении площадь, описываемая радиусом-вектором точки, изменяется пропорц. времени.

3. В невозмущённом эллиптич. движении двух точек произведения квадратов времён обращений на суммы масс центральной и движущейся точек относятся как кубы больших полуосей их орбит:

$$\frac{T_1^2 m_2 + m_1}{T_2^2 m_1 + m_2} = \frac{a_1^3}{a_2^3},$$

где  $T_1$  и  $T_2$  — периоды обращения точек с массами  $m_1$  и  $m_2$ , движущихся вокруг центр. точки с массой  $m_0$  по эллипсам с большими полуосями  $a_1$  и  $a_2$  соответственно. Третий закон, в частности, позволяет приближённо определять массы планет, обладающих спутниками. Пусть спутник с массой  $m_2$  обращается по эллипсу с большой полуосью  $a_2$  вокруг планеты с массой  $m_1$ , к-рая, в свою очередь, движется вокруг Солнца по эллиптич. орбите с большой полуосью  $a_1$ . Тогда если из наблюдений известны значения  $a_1$  и  $a_2$ , а также величины периодов обращений планеты вокруг Солнца ( $T_1$ ) и спутника вокруг планеты ( $T_2$ ), то при условии  $m_1 \gg m_2$  из третьего закона можно определять величину  $m_2$  в единицах массы Солнца  $m_\odot$ :

$$1 + \frac{m_2}{m_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2 \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^3.$$

Лит.: Дубошин Г. Н., Небесная механика, 2 изд., М., 1978.

**КЕРМА** (сокр. англ. kinetic energy released in matter — кинетич. энергия, освобождённая в веществе) — сумма нач. кинетич. энергий всех заряд. частиц, образующих нейтроны, рентгеновскими и  $\gamma$ -квантами в единице массы облучаемого вещества в результате взаимодействия с веществом. К. измеряется в *гравях* (СИ) или в *радгах*. К. — мера энергии, переданной излучением заряд. частицам в данной точке облучаемого объёма. Т. к. частицы теряют энергию на длине пробега, то пространств. распределение поглощённой дозы излучения в веществе отличается от распределения К., и тем больше, чем больше пробегает частиц. Приращение К. в единицу времени наз. мощностью К.

Лит. см. при ст. Дозиметрия.

**КЕРРА ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ** — четырёхмерное стационарное аксиально-симметричное асимптотически плоское пространство-время. Его метрика является точным решением ур-ний Эйнштейна общей теории относительности (ОТО) в вакууме (*Риччи тензор*  $R_{ik} = 0$ ). Впервые найден Р. Керром (R. Kerr) в 1963. Квадрат его четырёхмерного интервала в представлении Бойера — Линдqvиста (R. H. Boyer, R. W. Lindqvist) равен:

$$ds^2 = \frac{\rho^2 \Delta}{\Sigma} dt^2 - \frac{a \sin^2 \theta}{\Sigma} (d\varphi - \Omega dt)^2 - \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 - \rho^2 d\theta^2; \\ \rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \Delta = r^2 - 2Mr + a^2, \\ A = (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta, \Omega = 2aMr/A \quad (*)$$

(используется система единиц, в к-рой  $c=1$  и гравитационная постоянная  $G=1$ ). Здесь  $t$  — время удалённого наблюдателя,  $r, \theta, \varphi$  — пространств. координаты (аналогичные сферич. координатам в плоском пространстве), а  $M$  и  $a$  — постоянные, являющиеся произвольными параметрами решения.

Полное К. п.-в. имеет физ. смысл при  $a^2 \ll M^2$ , и тогда оно описывает гравитацион. поле вращающейся (в направлении  $\varphi$ ) чёрной дыры (ЧД) с массой  $M$ , угл. моментом  $J = Ma$  и нулевым элктрич. зарядом (при  $a^2 \gg M^2$  часть К. п.-в., соответствующая достаточно большим значениям  $r$ , может описывать внеш. гравитацион. поле вращающихся тел с такими же значениями массы и угл. момента). Обобщение К. п.-в. на случай ненулевого элктрич. заряда наз. пространством-временем Керра — Ньюмена (E. Newman). Если  $J = a = 0$ , то К. п.-в. переходит в Шварцшильда пространство-время; при  $M=0, a \neq 0$  (\*) есть квадрат интервала Минковского пространства-времени, записанного в сплюснутых сферических координатах.

При  $a^2 \ll M^2$  К. п.-в. обладает горизонтальными событиями, лежащими на поверхности  $r = r_+ = M + \sqrt{M^2 - a^2}$  ( $r_+$  — больший корень ур-ния  $\Delta = 0$ ). Его свойства аналогичны свойствам горизонта событий в пространстве-времени Шварцшильда. Кривизинн тензор Римана в К. п.-в. конечен и регулярен при  $r \neq 0$ . Можно доказать, что К. п.-в. с  $a^2 \ll M^2$  является единственным стационарным аксиально-симметричным вакуумным асимптотически-плоским решением ур-ний ОТО, не имеющим особенностей вне горизонта событий и на нём.

Др. важная поверхность в К. п.-в. — поверхность бесконечного гравитационного красного смещения покоящегося источника (с точки зрения удалённого наблюдателя):

$$g_{00} = 1 - \frac{2M}{\rho r} = 0, r = M + \sqrt{M^2 - a^2 \cos^2 \theta}$$

( $g_{00} = 00$  компонента метрич. тензора). Она лежит вне горизонта событий, касаясь его на полюсах  $\theta = 0, \pi$ . Область между этой поверхностью и горизонтом событий наз. эргодической вращающейся ЧД. Внутри эргодической никак физ. тело не может находиться относительно удалённого наблюдателя; оно должно обращаться вокруг ЧД в направлении её востр. вращения. Гравитацион. энергия связи тел, движущихся в К. п.-в. по



устойчивым круговым орбитам в экваториальной плоскости, может достигать 42% от энергии покоя тела (при  $a \rightarrow M$  и радиусе орбиты  $r \rightarrow r_c$ ). При нестационарном движении физ. объектов внутри эргодеры их полная энергия, измеренная относительно удалённого наблюдателя, может быть отрицательной; это даёт возможность отнимать от ЧД её вращат. энергию посредством разл. физ. процессов [процесса Пенроуза (R. Penrose, 1969), эффекта суперрадиации — усиления эл.-магн. и гравитат. волн при рассеянии на вращающейся ЧД, аккреции замгнича, плазмы и т. д.]. В ходе этих процессов вращение ЧД замедляется, её эргодера сжимается, но площадь поверхности горизонта событий  $S_H = 4\pi (r_c^2 + a^2) \sim 10^8 M_{\odot}^2$  ЧД, окружающая замгнича, плазмой, может быть сверхмощным источником энергии, и поэтому её используют для построения теоретич. моделей активных ядер галактик и квазаров.

К. п.-в. под горняком событий (при  $r < r_c$ ; в области, невидимой для удалённого наблюдателя) нестационарно и имеет истинную сингулярность на кольце  $r=0$ ,  $\theta=\pi/2$ , где тензор кривизны Римана расходится. Вблизи этого кольца в К. п.-в. существуют замкнутые времениподобные линии. Однако часть К. п.-в. внутри поверхности  $r=r_g = M - \sqrt{M^2 - a^2}$  ( $r_g$  — меньший корень ур-ния  $\Delta=0$ ) является нефизической, т. к. эта поверхность образует *Копи горизонт* в К. п.-в., к-рый неустойчив как по отношению к малым вращательным моментам, возмущениям, так и вследствие квантового эффекта рождения пар элементарных частиц гравитат. полем ЧД (см. *Чёрные дыры, Квантовая теория гравитации*). Поэтому можно полагать, что внутри реальных вращающихся ЧД, возникающих в результате коллапса первоначально регулярного распределения вещества, пространство-время нестраивается т. о., что горизонт Копи и замкнутые времениподобные линии не образуются, а структура пространства-времени оказывается подобной структуре пространства-времени Шварцшильда под горизонтом событий.

Лит.: Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика чёрных дыр, М., 1988; Дьячкова И. Р., Движение частиц и фотонов в гравитационном поле вращающегося тела, «ФН», 1986, т. 148, с. 393. А. А. Старобинский, КЕРРА ЭФФЕКТ — название трёх явлений, два из к-рых (I и III) были открыты Дж. Керром (J. Kerr) в 1875 (эл.-оптич. К. э.) и в 1876 (магн.-оптич. К. э.); после появления лазеров в сильных оптич. полях был замечен эффект, аналогичный эл.-оптич. К. э., к-рый назвали оптич. К. э.

Электрооптический К. э. — квадратичный электрооптич. эффект, возникновение *двойного лучепреломления* в оптич. средах изотропных веществах (газах, жидкостях, кристаллах с центром симметрии, стёклах) под действием ввеш. однородного электрич. поля. Оптич. среда, помещённая в электрич. поле, становится анизотропной, приобретает свойства одноосного кристалла (см. *Кристаллооптика*), оптич. ось к-рого направлена вдоль поля.

Регистрируется К. э. обычно но возникновению дилитичности в проходящем через среду линейно поля-

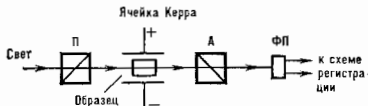


Рис. 1. Схема наблюдения электрооптического эффекта Керра.

ризованном световом пучке. Между стрелчатыми поляризатором (П) (рис. 1) и анализатором (А) располагается Керра ячейка — плоский конденсатор, заполненный прозрачным изотропным веществом. Плоскость поляризации падающего на ячейку излучения составляет угол  $45^\circ$  с направлением поля. В отсутствие

поля свет не проходит через анализатор. Индуцируемая электрич. полем оптич. анизотропия среды приводит к различию показателей преломления  $n_e$  и  $n_o$  необыкновенной и обыкновенной компонент пучка, поляризованных соответственно вдоль и поперёк поля. Если разные скорости, эти компоненты но мере распространения через среду приобретают разность фаз и, складываясь на выходе из среды (см. *Интерференция поляризованных лучей*), образуют эллиптически поляризованный свет, к-рый частично проходит через анализатор. О величине эффекта можно судить по интенсивности прошедшего через анализатор света, регистрируемой фотоприёмником ФП. Вводя *колпесатор оптич. лучей* перед анализатором, можно измерить разность фаз между обоими лучами и т. о. найти разность  $n_e - n_o$ . Величина фазового сдвига  $\delta$ , индуцируемого электрич. полем при К. э., определяется выражением:  $\delta = (2\pi/\lambda)l(n_e - n_o) = 2\lambda B E^2$ . Здесь  $l$  — длина образца,  $E$  — напряжённость электрич. поля,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме,  $B$  — постоянная Керра. Постоянная Керра иногда также наз. величиной  $K = B/\lambda$  ( $\lambda$  — показатель преломления вещества в отсутствие поля), к-рая численно равна относит. разности показателей преломления  $(n_e - n_o)/n$  во ввеш. электрич. поле единичной напряжённости. Постоянная Керра обладает дисперсией (обычно увеличивается при уменьшении  $\lambda$ ), может быть положительной и отрицательной, зависит от агрегатного состояния вещества, температуры и структуры молекул. Значения постоянных Керра для нек-рых газов и жидкостей приведены в табл.

Значения постоянных Керра некоторых газов и жидкостей ( $\lambda = 589$  нм)

Вещество	Температура, °С	В (ГГС)		Вещество	Температура, °С	В (ГГС)	
		$B$	$K$			$B$	$K$
нитробензол	20	$2,2 \cdot 10^{-14}$		этиловый спирт	20	$-1,7 \cdot 10^{-14}$	
нитроглицерол	»	$1,2 \cdot 10^{-14}$		ацетон	18	$9,2 \cdot 10^{-14}$	
хлорбензол	»	$1,0 \cdot 10^{-14}$		сероуглерод	83	$5,4 \cdot 10^{-14}$	
вода	»	$4,7 \cdot 10^{-17}$		этиловый спирт	57	$3,6 \cdot 10^{-14}$	
сероуглерод	»	$3,2 \cdot 10^{-17}$		эфир	63	$-0,66 \cdot 10^{-14}$	
бензол	»	$6,0 \cdot 10^{-18}$		этиловый спирт	20		
хлороформ	»	$-3,5 \cdot 10^{-18}$					

Количеств. теория К. э. была дана П. Ланжевеном в 1910 для недипольных (неполярих) молекул и обобщена М. Борном в 1918 на случай дипольных (полярих) молекул. К. э. объясняется анизотропией *поляризуемости* молекула. Хаотич. расположение анизотропных молекул обуславливает макроскопич. изотропность среды в отсутствие поля. Ввеш. электрич. поле индуцирует в молекуле дипольный момент, пропорциональный полю, но не совпадающий с ним по направлению из-за анизотропии поляризуемости молекулы. При взаимодействии пост. поля с индуцированным диполем возникает момент сил, стремящийся развернуть молекулу так, чтобы направление её макс. поляризуемости совпало с направлением поля. Ориентирующее действие поля и дезориентирующее действие теплового движения молекул приводит к установлению при заданной температуре определенной степени ориентации молекул, определяющей анизотропию оптич. свойств среды, т. е. величину К. э. Теория Ланжевена предсказывала положит. знак постоянной Керра для произвольного вида тензора поляризуемости молекулы. Борн теоретически описал К. э. для дипольных молекул, когда ориентирующее действие электрич. поля обусловлено его взаимодействием с пост. моментами молекул, направление к-рых совпадает с направлением макс. оптич. поляризуемости. Вследствие этого постоянная Керра может быть как положительной, так и отрицательной (если на-

правление макс. поляризуемости перпендикулярно направлению пост. момента).

Вышеуказанный ориентационный механизм установления оптич. анизотропии среды применим к газам и в меньшей степени к жидкостям, где значит. роль начинают играть неучтённые в теории межмолекулярные взаимодействия. В случае сферически-симметричных молекул, а также в твёрдых телах, где ориент. степени свободы молекул заморожены, К.э. носит чисто поляризац. характер. Действие поляризации оптического механизма сводится к тому, что исходя от оптически изотропной молекулы, поляризованная внеш. эл. поля, обнаруживает различия в оптич. поляризуемостях в направлениях вдоль и поперек поля. Фактически это уже нелинейный эффект взаимодействия поля с веществом (см. *Недипольная поляризация*).

Строго теоретич. рассмотрение К.э. может быть проведено лишь в рамках квантовой механики, согласно к-рой действие эл. поля на среду сводится к изменению энергий и волновых ф-ций квантовых состояний, ответственных за её оптич. свойства. К.э. обладает чрезвычайно малой инерционностью: время релаксации  $\sim 10^{-11} - 10^{-12}$  с. Это нашло широкое применение при создании быстродействующих *оптических затворов и модуляторов света*, необходимых для лазерной техники и скоростной фотографии.

В твёрдых телах (кристаллах и стёклах) наряду с истинным К.э., обусловленным эл. поляризац. диэлектрика, может наблюдаться также квадратичный эл.-оптич. эффект, связанный с деформацией среды вследствие *электрострикции*. Этот ложный К.э. можно отличить от истинного по значительно большим временам релаксации.

Энергия взаимодействий анизотропной молекулы с эл. полем (при комнатной темп-ре) в десятки тысяч раз меньше энергии теплового движения, поэтому полях выстраивания молекул в доступных эл. полях оказывается чрезвычайно малой. В жидких кристаллах, где эл. поле взаимодействует не с отд. молекулами, а с большими ориентированными группами молекул, энергия электростатич. взаимодействия уже при низких напряжённостях поля оказывается сопоставимой с энергией теплового движения и К.э. может достигать больших величин.

**Оптический К.э.** Чётность К.э. (зависимость лишь от чётных степеней  $E$ ) даёт возможность наблюдать постоянную составляющую эффекта и в верем. эл. полях. Наиб. интересной реализацией этой возможности является регистрация К.э. в сильных (обычно лазерных) полях оптич. частоты — т.н. оптич. К.э. Осн. (или для неполяризованного света плоскости) светодиффракционной анизотропии среды при этом определяется направлением вектора напряжённости эл. поля световой волны. Поэтому в экспериментах зондирующий световой пучок может быть направлен как вдоль луча накачки (при этом свет накачки должен быть линейно поляризован), так и перпендикулярно ему (накачка может быть неполяризованной), а плоскость поляризации зондирующего пучка должна составлять угол  $45^\circ$  с направлением вектора напряжённости поля накачки. В высокочастотном поле пост. дипольные моменты не могут играть роли в возникновении анизотропии. В оптич. К.э. эффективными оказываются лишь поляризац. механизм и ориент. механизм Ланжевена, обусловленный ориентацией только индуцированных дипольных моментов. В одну половину периода, когда эл. поле  $E$  направлено в одну ст. сторону, индуцированные дипольные моменты создают моменты сил, стремящиеся приблизить ось наибольшей поляризуемости молекул к направлению  $E$ . В следующую половину периода направления всех дипольных моментов инвертируются, но направления моментов сил сохраняются. В отличие от истинного вектора, у оси наибольшей поляризуемости оба её направления эквивалентны

и эффекты ориентации молекулы в противоположные полуциклы светового поля складываются, несмотря на противоположные направления векторов  $E$ .

В научных исследованиях К.э. применяется для измерения времени ориентационной релаксации молекул, для исследования поляризуемости молекул, для выявления их структуры, в экспериментах, требующих высокого временного разрешения.

**Магнитооптический К.э.** — один из эффектов магнитооптики, влияние намагничённости среды на интенсивность и поляризацию света, отражённого от её поверхности. Достаточную для измерения величину магнитооптич. К.э. имеют вещества, обладающие большой намагничённостью и высоким коэф. поглощения, поэтому эффект наблюдается в гл. обр. при отражении света от металлов, ферромагнетиков.

В зависимости от ориентации вектора намагничённости относительно отражающей поверхности и плоскости падения светового пучка различают три вида магнитооптич. К.э.: полярный, меридиональный и экваториальный. При полярном эффекте вектор намагничённости  $J$  направлен перпендикулярно отражающей поверхности и параллельно плоскости падения (рис. 2, а), влияние намагничённости сводится к вращению

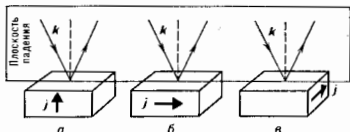


Рис. 2. Магнитооптический эффект Керра: а — полярный, б — меридиональный, в — экваториальный;  $J$  — вектор намагничённости,  $k$  — волновой вектор.

плоскости поляризации и появлению эллиптичности отражённого от поверхности магнетика линейно поляризованного света. Аналогичные поляризац. проявления характерны для меридионального магнитооптич. К.э., соответствующего расположению вектора намагничённости параллельно отражающей поверхности магнетика и плоскости падения светового пучка (рис. 2, б). Если плоскость поляризации падающего линейно поляризованного света составляет некоторый угол с плоскостью падения (отличный от  $0^\circ$  и  $90^\circ$ ), то оба эффекта проявляются также в линейных по намагничённости изменениях интенсивности отражённого света. Общим для полярного и меридионального эффектов является наличие не равной нулю проекции волнового вектора  $k$  световой волны на направление намагничённости среды. Это обстоятельство определяет феноменологию К.э. Это обстоятельство определяет феноменологию К.э. с *Фарадея эффектом*, наблюдающимся при прохождении света через намагничённую среду вдоль направления намагничённости, и позволяет отличить их к продольным магнитооптич. эффектам.

Экваториальный магнитооптич. К.э. наблюдается при расположении вектора намагничённости перпендикулярно плоскости падения и параллельно плоскости отражения (рис. 2, в); проявляется в изменении интенсивности и фазового сдвига линейно поляризованного света, отражённого намагничённой средой. Отсутствие проекции волнового вектора на направление намагничённости среды обделяет экваториальный К.э. с др. поперечным магнитооптич. эффектом, наблюдающимся при прохождении света через намагничённую среду в направлении, перпендикулярном намагничённости, — *Коттона — Мутона эффект*. Однако, в отличие от квадратичного эффекта Коттона — Мутона, экваториальный К.э. является линейным по фазовым и амплитудным изменениям в отражённом свете в зависимости от намагничённости. Это позволяет исполь-

завать экваториальными намагниченными зеркала в качестве независимых элементов оптич. устройств.

При изменении направления вектора намагниченности от поперечного (экваториального) к продольному (меридиональному) наблюдаются также т. и. ориентационный магнитнооптич. эффект, квадратичный по намагниченности, регистрируемый на изменении интенсивности отраженного света.

Этот эффект применяется при исследовании свойств и структуры магн. кристаллов в отражат. геометрии. Магнитооптич. К. з. тесно связан с др. эффектами магнитооптики и в общем виде может быть интерпретирован как результат воздействия магн. поля на диэлектрич. и магн. характеристики среды на оптич. частотах. В простейшем случае изотропной среды (или кубич. кристалла), помещенной в пост. магн. поле, эти свойства описываются антисимметричными тензорами диэлектрич.  $\epsilon_{ik}$  и магн.  $\mu_{ik}$  проницаемости:

$$\epsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \epsilon & -i\epsilon M & 0 \\ i\epsilon M & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{pmatrix}, \quad \mu_{ik} = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu M' & 0 \\ i\mu M' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix},$$

где комплексные магнитооптич. параметры  $M$  и  $M'$  пропорциональны намагниченности среды и ответственно за её гиротропные свойства. В зависимости от того, каким из магнитооптич. параметров ( $M$  или  $M'$ ) обусловлена гиротропия среды, среда наз. соответственно гироэлектрической или гиромагнитной. При отличии от нуля обоих магнитооптич. параметров среду наз. бигиротропной. В продольных геометриях К. з. параметры  $M$  и  $M'$  входят в величину эффекта аддитивно, что не позволяет с их помощью отличить гироэлектрич. среду от гиромагнитной. Разделение вкладов параметров  $M$  и  $M'$  в гиротропию среды возможно при использовании поперечного (экваториального) К. з.

Достаточно полно феноменологически магнитооптич. К. з. можно описать на основе классич. ур-ний Максвелла с учётом комплексного показателя преломления среды, характеризующей введёнными выше тензорами. Идентификация микроскопич. механизмов, объясняющих влияние намагниченности среды на её оптич. свойства, требует привлечения строгого квантовомеханич. подхода, учитывающего воздействие поля на энергетич. структуру и волновые функции зонных и локализованных электронных состояний магнетика.

Магнитооптич. К. з. широко применяется при исследовании электронной структуры ферромагн. металлов и сплавов, доменной структуры ферромагнетиков, а также при изучении структуры поверхностного слоя полированного металла. Зависимость величины К. з. от оптич. характеристик прилегающей к поверхности магнетика среды позволяет во мн. случаях существенно повысить величину эффекта и контраст наблюдаемой картины нанесением на исследуемую поверхность тонкого слоя прозрачного диэлектрика.

Лит.: Волькенштейн И. В., Молекулярная оптика металлов, М., 1961; Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; Волосовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Сивухин Д. Ф., Общий курс физики, 2 изд., т. 4 — Оптика, М., 1985; Жёлудев И. С., Симметрия и её приложения, М., 1976; Кричвик Г. С., Физ. С. Золотоский, В изд., М., 1985.

**К-ЗАХВАТ** — вид *бета-распада*, при к-ром ядро спонтанно захватывает электрон с К-оболочки атома и одновременно испускает электронное нейтрино. Подробнее см. *Электронный захват*.

**КИКОНА — НОСОВА ЭФФЕКТ** — возникновение электрич. поля  $E$  в освещённом полупроводнике, помещённом в магн. поле  $H$ . Электрич. поле  $E$  перпендикулярно  $H$  и направлению носителей заряда, диффундирующих в направлении к поперечной стороне полупроводника. Открыт в 1933 И. К. Киконым и М. М. Носковым. Подробнее см. *Фотомагнитоэлектрический эффект*.

**КИЛО...** (франц. kilo, от греч. χίλιοι — тысяча) — приставка к наименованию единицы физ. величины для образования наименования кратной единицы, равной

1000 исходных единиц. Обозначения: к, к. Пример: 1 км = 1000 м.

**КИЛОГРАММ** (кг, kg) — единица массы, одна из основных в СИ. К. равен массе международного прототипа, хранящегося в Международном бюро мер и весов (в Севре близ Парижа). Прототип К. сделан из платино-иридиевого сплава (90% Pt, 10% Ir) в виде цилиндрич. гири диаметром и высотой 39 мм; относит. погрешность слитней с прототипом эталонов-копий не превышает  $2 \cdot 10^{-8}$ . Широко применяется дольная единица — грамм, равная 0,001 кг.

**КИЛОГРАММ-МЕТР В СЕКУНДУ** (кг·м/с, kg·m/s) — единица СИ импульса (кол-ва движения); равный импульсу тела массой 1 кг, движущегося поступательно со скоростью 1 м/с.

**КИЛОГРАММ-СИЛА** (кгс или кгГ, kgf или kgG) — единица силы МКГКС системы единиц. 1 кгс = 9,80665 ньютона (точно). В ГДР, ФРГ, Австрии, Швеции и нек-рых др. европ. гос-вах для К.-с. официально принято название килопонд (кп).

**КИЛОПОНД** (кп) — см. *Килограмм-сила*.

**КИНЕМАТИКА** — раздел механики, в к-ром изучаются геом. свойства движения тел без учёта их массы и действующих на них сил. Исходными в К. являются понятия пространства и времени. В этой статье излагается о К. движений, изучаемых в классич. механике; о К. движений со скоростями, близкими к скорости света, см. *Релятивистская механика* (о движениях микрочастиц см. *Квантовая механика*).

В зависимости от свойств изучаемого объекта К. можно разделить на: К. точки и твёрдого тела; К. деформируемой частицы и непрерывной деформируемой среды (упруго или пластически деформируемое тело, жидкость, газ).

Осн. задачами К. точки и твёрдого тела являются: описание (с помощью матем. ур-ний, графиков или таблиц) движений, совершаемых точками или телами по отношению к данной системе отсчёта, и определение всех кинематич. характеристик этих движений; изучение сложных (составных) движений точек или тел, т. е. движений, совершаемых по отношению к нескольким взаимно перемещающимся системам отсчёта, и определение зависимости между характеристиками этих движений.

Положение точки или тела по отношению к данной системе отсчёта определяется к.-л. независимыми между собой параметрами (координатами)  $q_1, q_2, \dots, q_n$ , число  $n$  к-рых равно числу степеней свободы точки или тела (для точки  $n=3$ , для твёрдого тела  $n=6$ ). Чтобы описать движение точки или тела по отношению к данной системе отсчёта, нужно знать его положение по отношению к этой системе в любой момент времени, т. е. определить координаты  $q_i$  как ф-ции времени  $t$ . Ур-ния

$$q_1 = f_1(t), q_2 = f_2(t), \dots, q_n = f_n(t), \quad (1)$$

определяющие т. н. закон движения точки или тела по отношению к данной системе отсчёта, наз. кинематич. ур-ниями движения. Аналогично определяется закон движения любой механич. системы точек или тел (напр., механизма). Ф-ция, входящая в ур-ния (1), должны быть однозначными (т. к. система не может запомнить в данный момент времени 2 разных положения в пространстве) и дважды дифференцируемыми (что необходимо для вычисления скоростей и ускорений). Если движение задано в течение к.-н. интервала времени  $t_0 \leq t \leq t_1$ , то и ф-ция (1) должны быть определены для этого интервала. В зависимости от того, будут ли ф-ция (1) заданы аналитически, численно (таблицами) или графически, для решения задач К. могут применяться аналитич., численные или графич. методы.

Рассматриваемые обычно в механике кинематич. характеристики движения выражаются через нервные и вторые производные от координат  $q_i$  по времени (иногда, напр. в кинематике механизмов, используются характеристики, выражаемые и через производные более

высокого порядка). Число и вид этих характеристик связаны с особенностями рассматриваемого движения.

Движение свободной точки  $M$  (рис. 1) определяется тремя ур-ниями вида (1), где  $q_1, q_2, q_3$  — координаты точки (декартовы, цилиндрические, сферические или др.). Одновременно эти 3 ур-ния являются параметрич. ур-ниями траектории точки. Если траектория точки известна заранее, то закон движения точки можно ещё задать ур-нием  $x=f(t)$ , где  $x=OM$  — расстояние точки от выбранного на траектории начала отсчёта  $O_1$ , измеренное вдоль траектории и взятое с соответствующим знаком. Кинематич. характеристики движения точки — её скорость  $v$  и ускорение  $w$ .

Число ур-ний, определяющих закон движения твёрдого тела и его кинематич. характеристики, зависит от вида движения тела. Простейшими являются *поступательное движение* и *вращательное движение* твёрдого

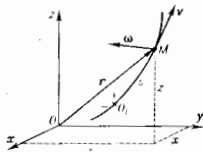


Рис. 1.

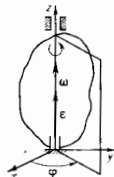


Рис. 2.

тела. При поступат. движении все точки тела движутся одинаково и для задания движения тела достаточно задать движение к.-н. одной его точки, наз. полюсом. Следовательно, поступат. движение тела задаётся так же, как движение точки.

При вращат. движении вокруг неподвижной оси (рис. 2) тело имеет одну степень свободы и его положение определяется углом поворота  $\varphi$ . Законом этого движения дается ур-нием  $\varphi=f(t)$ . Кинематич. характеристики движения — угл. скорость  $\omega$  и угл. ускорение  $\epsilon$  тела.

Более сложным случаем вращат. движения является движение тела, имеющего одну неподвижную точку (примером такого движения может служить движение *гирокосона*). В этом случае тело имеет 3 степени свободы и его движение описывается тремя ур-ниями вида (1), где  $q_1, q_2$  и  $q_3$  могут быть, напр., *Дйлера углами*  $\varphi, \psi$  и  $\theta$ . Движение тела около неподвижной точки складается из серии элементарных поворотов вокруг мгновенных осей вращения, проходящих через эту точку. Осн. кинематич. характеристики движения — вектор мгновенной угл. скорости  $\omega$ , направленный по мгновенной оси вращения, и вектор мгновенного угл. ускорения  $\epsilon$ , направленный параллельно касательной к кривой, описываемой концом вектора  $\omega$ .

В общем случае движения свободное твёрдое тело имеет 6 степеней свободы и его движение описывается шестью ур-ниями вида (1). Параметрами  $q_i$  в этом случае могут служить координаты  $x_C, y_C, z_C$  к.-п. точки  $C$  тела, выбранной в качестве полюса, и углы Эйлера  $\varphi, \psi, \theta$ , определяющие положение тела по отношению к осям, перемещающимся поступательно вместе с полюсом. В задачах динамики в качестве полюса выбирается обычно центр масс (центр тяжести) тела.

Движение свободного твёрдого тела складается из поступат. движения вместе с полюсом  $C$  и серии элементарных поворотов вокруг мгновенных осей вращения, проходящих через этот полюс. Примерами такого рода движения являются движения в воздухе артиллерийских снарядов, ракет, самолётов, движения небесных тел и др. Кинематич. характеристиками движения служат поступат. скорость и поступат. ускорение, равные скорости и ускорению полюса, а также мгновенная угл. скорость  $\omega$  и мгновенное угл. ускорение  $\epsilon$

движения тела вокруг полюса. Важно отметить, что от выбора полюса величины  $\omega$  и  $\epsilon$  не зависят и вычисляются так же, как при движении тела около неподвижной точки. Скорость  $v$  и ускорение  $w$  любой точки  $M$  тела в этом движении складываются геометрически из скорости (или ускорения) полюса  $C$  и скорости (ускорения), получаемых точкой  $M$  при вращении тела вокруг полюса. Кроме того, при любом движении твёрдого тела проекции скоростей  $v_A$  и  $v_B$  к.-н. двух его точек  $A$  и  $B$  на прямую  $AB$  равны друг другу. Частным случаем рассмотренного движения является плоскопараллельное движение твёрдого тела, при к-ром все точки тела движутся параллельно нек-рой неподвижной плоскости.

Сложным или составным движением точки (или тела) наз. движение, рассматриваемое одновременно по отношению к двум (и более) системам отсчёта, из к-рых одна условно считается неподвижной, а другая определ. образом движется по отношению к первой. Движение, совершаемое при этом точкой или телом по отношению к подвижной системе отсчёта, наз. *относительным*; движение самой подвижной системы отсчёта и всех измененно связанных с ней точек по отношению к системе, принимаемой за неподвижную, является для движущейся точки (тела) *переносным*; наконец, движение точки (тела) по отношению к системе отсчёта, принимаемой за неподвижную, наз. *абсолютным* или *сложным*.

Абс. скорость  $v_a$  точки, совершающей сложное движение, равна геом. сумме относительной и переносной скоростей:

$$v_a = v_{отн} + v_{пер}, \quad (2)$$

а абс. ускорение  $w_a$  равно геом. сумме трёх ускорений: относительного, переносного и вогоротно, или *Кориолиса ускорения*:

$$w_a = w_{отн} + w_{пер} + w_{кор}. \quad (3)$$

При сложном движении твёрдого тела, когда его составные движения являются поступательными, абс. движение тела также будет поступательным со скоростью, определяемой сложением (2). Если составные движения тела — вращательные вокруг двух пересекающихся или параллельных мгновенных осей вращения, причём

$\omega_{отн} \neq -\omega_{пер}$ , то результирующее движение будет также вращательным с угл. скоростью  $\omega_r = \omega_{отн} + \omega_{пер}$ . В случае, когда  $\omega_{отн} = -\omega_{пер}$ , т. е. когда составными движениями тел являются мгновенные вращения вокруг двух параллельных осей с угл. скоростями, равными по модулю и противоположными по направлению (пара вращений), результирующим движением будет мгновенное поступат. движение со скоростью  $v_{пост} = \omega h$  (рис. 3), направленной так же, как направл. вектор момента пары сил. Если составными движениями тела являются вращения вокруг нек-рой оси и поступат. движение по направлению, параллельное этой оси, то результирующим движением тела является *винтовое движение*. В самом общем случае, когда тело одновременно участвует в ряде мгновенных вращат. и иступат. движений, его результирующее движение есть мгновенное винтовое.

В задаче К. деформируемой среды входит рассмотрение общей теории деформаций и определение т. н. ур-ний неразрывности, отражающих условие непрерывности среды, а также установление методов задания движения непрерывной среды и определение кинематич. характеристик этого движения (подробнее см. *Упругости теория и Гидроаэромеханика*).

Устанавливаемые в К. понятия и зависимости используются как всомогательные при решении задач *динамики*. Кроме того, методы К. имеют самостоят. значение при расчётах передач движений в разл. механизмах, машинах и др.

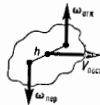


Рис. 3.

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М., 1952; Лойди Я. Г., Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 1 — Статика и кинематика, 8 изд., М., 1982; см. также лит. при ст. Механика.

**КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ВЯЗКОСТЬ** (коэффициент кинематической вязкости) — отношение коэф. динамической вязкости к плотности вещества.

**КИНЕМАТИЧЕСКИЙ ВИНТ** — совокупность вектора угла, скорости и параллельной ему скорости поступат. движения твёрдого тела. При *винтовом движении* тела его угловая и поступательная скорости образуют  $K_v$ .

**КИНЕСКОП** — электронно-лучевой прибор, служащий для воспроизведения телевиз. изображений, а также цифро-буквенных и графич. данных в системах отображения информации управляемых ЭВМ (д и с л е и). Различают  $K_v$  для воспроизведения чёрно-белых и цветных изображений.

Чёрно-белый  $K_v$  (рис. 1) состоит из вакуумного баллона Б, электронного прожектора ЭП, создающего остроконусный пучок электронов П, и люминесцентного экрана Э. Ярность свечения той или иной точки экрана в процессе отклонения пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях эл. магн. отклоняющей системой ОС определяется мгновенной интенсивностью пучка, управляемой принимаемым телевиз. сигналом (или сигналом ЭВМ).

В вещательном цветном телевизии наиб. распространены т. н. масочные цветные  $K_v$ , в к-рых экран образо-

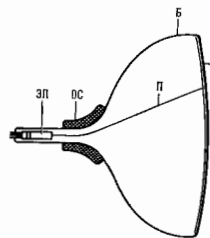
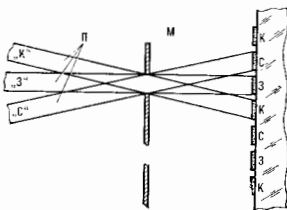


Рис. 1. Б — вакуумно-плотный баллон, ЭП — электронный прожектор, П — электронный луч, Э — люминесцентный экран, ОС — отклоняющая система.

ван неразличимыми глазом узкими полосками (рис. 2) или точками (рис. 3) люминофоров красного (К), зелёного (З) и синего (С) цвета свечения. Три электронных прожектора, расположенных в горловине баллона, формируют три сходящихся у экрана электронных пучка, каждый из к-рых возбуждает свечение люмино-

Рис. 2. Экран из полосок люминофоров синего (С), зелёного (З) и красного (К) цвета свечения, П — соответствующий с ним электронный лучи, М — тесная маска



фора только одного цвета. Это обеспечивается пропусканием подходящих к экрану под разл. углами пучков через цветоделил. тесную маску со щелевыми (рис. 2) или круглыми (рис. 3) отверстиями. При щелевой маске прожекторы располагаются в одной плоскости (планарное расположение), при маске с круглыми отверстиями — но вершинам равностороннего треугольника (дельта-образное расположение) или в одной плоскости. Ощущение всей гаммы цветов обеспечивается сложением в глазу излучений трёх люминофоров, возбуждаемых в разл. пропорциях видеосигналами, отражающими

содержание синей, зелёной и красной составляющих изображения и воздействующими независимо на интенсивность соответственно «синего», «зелёного» и «красного» пучков. Электронно-оптич. система цветного  $K_v$  сводит 3 пучка в одну точку в центре экрана и обеспечивает такое же схождение во всех др. точках в процессе отклонения.

Разрешающая способность  $K_v$  для телевидения соответствует телевиз. стандарту (в СССР 625 строк).

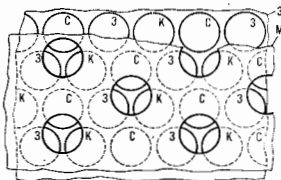


Рис. 3. Расположение на экране трёх точек люминофоров синего (С), зелёного (З) и красного (К) цвета свечения относительно круглых отверстий маски М.

Требования для дисплеев примерно в 2 раза более высокие. В цветных  $K_v$  разрешающая способность определяется расстоянием между отверстиями маски, к-рое в телевиз.  $K_v$  с диагональю экрана 40—67 см равно 0,5—0,65 мм. Для знаков и графич. устройств отображения с размерами экранов 16—60 см оно уменьшается до 0,3—0,35 мм и даже 0,2 мм. При этом, напр., в цветном  $K_v$  с диагональю экрана 51 см достигается разрешающая способность 1100 точек на строку.

Лит. см. при ст. Электронно-лучевые приборы.

В. Л. Герус.

**КИНЕТИКА** в механике — раздел *механики*, в к-ром изучаются движение и равновесие механич. систем под действием сил. Подразделяется на *динамику* и *статику*.

**КИНЕТИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ** — раздел *кинематики физической*, в к-ром исследуют процессы возникновения новой фазы при фазовых превращениях. Эти процессы различны для фазовых переходов (ФП) 1-го и 2-го рода, поскольку в случае ФП 1-го рода фазы резко отличаются друг от друга, тогда как в случае ФП 2-го рода они почти совпадают.

**Фазовый переход 1-го рода**. Превращение одной фазы в др. при ФП 1-го рода требует перестройки системы и преодоления барьера энергетически невыгодных промежуточных состояний. Благодаря этому возможно существование *метастабильного состояния* старой фазы в области, где абсолютно устойчивой является новая фаза. Метастабильное состояние системы за конечное время превращается в устойчивое в результате процесса флукутац. возникновения небольших областей новой фазы — зародышей. В первой стадии процесса их число невелико, каждый зародыш растёт независимо от др., эту стадию наз. я н к л е а ц и е й. В последующей стадии происходит рост и объединение областей новой фазы. На фазовой диаграмме (рис. 1) линия ФП (1) разделяет области давлений  $P$  и темп-р  $T$ , где фазы I и II стабильны. Область существования метастабильной фазы I заштрихована.

При переходе системы  $N$  из метастабильного состояния в стабильное энергетич. выигрыш составляет  $\Phi = N(\mu_I - \mu_{II})$ , где  $\mu_I$  и  $\mu_{II}$  — хим. потенциалы частиц в I и II фазах как ф-ции  $T$  и  $P$ . Линия ФП определяется условием  $\mu_I(P, T) = \mu_{II}(P, T)$ . Зародыш имеет такую

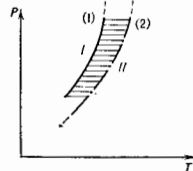


Рис. 1.

же плотность числа частиц  $n$ , как и стабильная фаза II, а объём  $V=N/n$ . Энергетич. затраты  $\Phi_S$  на образование поверхности пропорциональны числу частиц на поверхности:  $\Phi_S = \alpha n S$ , энергия образования поверхности единичной площади  $\alpha$  наз. коэф. поверхностного натяжения. Для изотропных кв. мин. поверхность  $S = 4\pi R^2$  при заданном объёме  $V = 4\pi R^3/3$  имеет сферич. зародыш радиуса  $R$ . Общее изменение энергии  $\Phi(P, T; R)$  для такого зародыша равно

$$\Phi = \Phi_S - \Phi_V = 4\pi R^2 \alpha - 4\pi R^3 n (\mu_1 - \mu_{II})/3.$$

Зародыш малого размера энергетически невыгоден из-за относительно большой поверхности, ф-ция  $\Phi(R)$  имеет максимум при  $R = R_c$ ,  $R_c = 2\alpha/n(\mu_1 - \mu_{II})$ . Зародыш радиуса  $R_c$  наз. критич. с к и м. Вблизи линии ФП разность  $\mu_1 - \mu_{II}$  мала и размер  $R_c$  велик по сравнению с межатомным.

Энергия  $\Phi(R_c)$  определяет мин. высоту барьера, к-рый необходимо преодолеть для перехода из метастабильной фазы в стабильную. Вероятность флукутаций образования критич. зародыша  $\sim \exp[-\Phi(R_c)/kT]$ . Этой же величине пропорционально время жизни метастабильного состояния. Для более точного анализа необходимо кинетич. рассмотрение процесса нуклеации. Изменение размеров зародышей рассматривают как результат случайных присоединений и отрывов частиц от зародыша новой фазы. В среднем такое броуновское движение приводит к уменьшению величины  $\Phi(R)$ , т. е. к уменьшению зародышей с размером, меньшим критического, и к увеличению зародышей размера больше  $R_c$ . За счёт флукутаций возможен с малой вероятностью рост малого зародыша до размера  $R_c$ , после чего с подавляющей вероятностью этот зародыш будет продолжать расти. В области малых размеров вероятность рождения докритич. зародышей велика. Диффузия зародышей по размерам из области  $R < R_c$  приводит к потоку  $I$  зародышей в область закритич. размеров. Число зародышей, переходящих в единицу времени в область закритич. размеров, в единице объёма системы равно  $I_c = \omega \exp[-\Phi(R_c)/kT]$ , предэкспоненц. фактор  $\omega$  зависит от кинетич. характеристик системы.

При удалении от линии ФП высота барьера  $\Phi(R_c)$ , размер критич. зародыша и время жизни метастабильного состояния уменьшаются. Для описания зародышей атомных размеров требуется микроскопич. подход. Метастабильные состояния переходят в нестабильные на с и н о д а л и — линии абс. неустойчивости [линии (2) на рис. 1]. Вблизи этой линии характер зародыша изменяется. Критич. зародыш здесь имеет форму и размер, зависящие от близости к спинодали.

По мере появления и роста зародышей стенки метастабильности ивч. фазы падает. Это приводит к увеличению критич. размера зародышей  $R_c$  и уменьшению вероятности их возникновения. Малкие зародыши становятся неустойчивыми и исчезают. Определяющую роль на этой стадии приобретает процесс роста крупных зародышей за счёт «поедания» мелких (процесс коалесценции). В случае выпадения растворённого вещества из пересыщ. твёрдого раствора зародыши в целом неподвижны и растут только за счёт диффуз. подвода вещества. При малой нач. концентрации раствора, когда непосредств. взаимодействие зародышей можно пренебречь, можно найти асимптотич. временные зависимости критич. размера зародыша  $R_c$ , полного числа зародышей  $\bar{N}$  и степени пересыщения раствора  $\Delta$ :  $R_c(t) \sim t^{1/3}$ ,  $\bar{N}(t) \sim t^{-1}$ ,  $\Delta(t) \sim t^{-1/3}$ . Ф-ция распределения зародышей по размерам  $g(R)$  имеет автомоделный вид:  $g(R) dR = G [R/R_c(t)] dR/R_c(t)$ , где  $G(x) = 3^2 \exp^2 \exp[-3/(3-2x)]/2^{1/2} (x+3)^{3/2} (x^2-x)^{1/2}$ , при  $x < 3/2$ ;  $G(x) = 0$  при  $x > 3/2$ . Для процесса коалесценции в жидкой фазе определяющим является непосредств. слияние зародышей, участвующих в гидродинамич. движениях. В этом случае временные зависимо-

сти и ф-ция распределения зародышей определяются др. выражениями.

Реальные процессы нуклеации и коалесценции обладают рядом особенностей по сравнению с рассмотренной простейшей моделью. Так, при ФП I-го рода в кристаллах и жидких кристаллах необходимо учитывать влияние аннотропии, а также энергии упругой деформации, что может приводить к сущест. изменению результатов для размера и вероятности возникновения критич. зародыша. На процесс роста зародышей в твёрдой (или жидкокристаллич.) фазе существенно влияет присутствие даже малых концентраций дефектов, к-рые тормозят движение межфазных границ, так что рост зародышей достаточного большого размера оказывается экспоненциально медленным. В жидкостях скорость образования критич. зародышей обычно определяется присутствием разл. рода посторонних включений, к-рые служат центрами образования новой фазы, что существенно ускоряет процесс ФП. В ряде случаев, напр. при конденсации насыщ. пара, соприкасающегося со стенками сосуда, полностью смачиваемыми данной жидкостью, ФП происходит без образования зародышей. В таких случаях существование метастабильной фазы невозможно.

**Фазовый переход 2-го рода.** К. ф. и. в этом случае определяется медленной релаксацией параметра порядка  $\varphi$  к своему равновесному значению. Обычно предполагают, что процесс релаксации носит тип диссипативной х-р-ктер, при этом скорость изменения параметра  $\varphi(x)$  пропорц. обобщённой силе  $\delta F/\delta \varphi$ :  $d\varphi/dt = -\Gamma \delta F/\delta \varphi$ , где  $F(\varphi(x))$  — функционал свободной энергии (см. *Динам. теория*),  $\Gamma$  — кинетич. коэф. Простейшее приближение к р и т и ч. д и н а м и к и получается, если пренебречь пространств. флукутациями параметра порядка, а кинетич. коэф.  $\Gamma$  считать пост. величиной, не изменяющейся при приближении к критической точке  $T_c$ . В результате особенность времени релаксации  $t_c$  вблизи  $T_c$  для параметра порядка совпадает с особенностью *обобщённой восприимчивости*  $\chi$ .

Общий подход к критич. динамике, при к-ром особенности динамич. величин выражаются через термодинамич. *критические показатели*, наз. динамич. масштабной инвариантностью. Конкретное применение этого подхода, как и вообще К. ф. и. 2-го рода, существенно зависит от существования в системе гидродинамич. *взаимоотношений мод* (степеней свободы), характерных локальными значениями термодинамич. параметров (темп-ры, давления, плотности и др.), а также скорости, меняющихся в пространстве и во времени. Гидродинамич. подход оправдан тогда, когда характерные масштабы  $\sim q^{-1}$  и времена  $\sim \omega^{-1}$  движ. величин по сравнению со статич. радиусом корреляции  $r_c$  и временем релаксации флукутаций  $t_c$ . В окрестности ФП величины  $r_c$  и  $t_c$  растут, а область применимости гидродинамики сужается. Движения в области  $qr_c \gg 1$ ,  $\omega t_c \gg 1$  не имеют гидродинамич. характера, они не зависят от величины  $\tau = T/T_c - 1$ , а малая часть частоты не меньше действительной. Такие движения наз. *флукутационными*. Согласно гипотезе динамич. масштабной инвариантности, характерные частоты гидродинамич. и флукутацион. мод можно описать одним образом:  $\omega = q^{\Delta_0} \text{def}(qr_c)$ , где  $\Delta_0$  — динамич. критич. показатель,  $f(x)$  — безразмерная ф-ция. В нек-рых случаях, когда гидродинамич. движения имеют колеб. характер в упорядоч. фазе и диффузионный — в неупорядоченной, гипотеза динамич. масштабной инвариантности позволяет определить величину  $\Delta_0$  и зависимости кинетич. коэф. от т. Для ФП в сверхтекучем состоянии  $\Delta_0 = 3/2$ , скорость второго аэриза  $v_2 \sim |\tau|^{1/2}$ , его затухание  $\sigma \sim |\tau|^{-1/2}$ , теплопроводность выше точки перехода  $\lambda \sim |\tau|^{-3/2}$ ; эти выводы подтверждаются экспериментом. Для ФП в изотропном ферромагнетике  $\Delta_0 = 5/2$ , коэф. синусовой диффузии  $D_S \sim |\tau|^{1/2}$ . Эксперименты до ней-

поному рассеянию в области  $qr \gg 1$  дают для Fe  $\Delta\alpha_0 = 2.7 \pm 0.3$ , для Ni  $\Delta\alpha_0 = 2.46 \pm 0.25$ .

Кинетич. явления в жидкости вблизи критич. точки имеют спец. особенности, связанные с взаимодействием диффуз. движения с вязкостью. В этом случае у коэф. диффузии  $D$  появляется сингулярность:  $D \sim r_c^{-1}$ . Экспериментально замедление флуктуаций вблизи критич. точки наблюдается по сужению центрального (рассеянного) пика при рассеянии света с заданной передаточ. импульса  $q$ . Согласно гипотезе динамики, масштабной инвариантности, ширина линий  $\gamma \sim Dq^2 f(qr_c) \sim q^2 r_c^{-1} f(qr_c)$ , где  $f(0) = 1$ ,  $f(x) \sim x$  при  $x \gg 1$ . Эксперимент согласуется с этим выводом (см. рис. 2, где представлены данные для критич. изохоры Xe).

Наиболее последоват. теория критич. динамики основана на применении метода *ренормализационной группы* к релаксац. ур-ниям для параметра порядка. В случае несохраняющегося параметра порядка такой анализ показывает, что кинетич. коэф.  $\Gamma$  имеет при  $t \rightarrow 0$  слабую

аномалию:  $\Gamma \sim |t|^\epsilon$ , где  $\epsilon < 1$  — критич. показатель коррелц. ф-ции,  $\epsilon \sim 1$ . Для сохраняющегося параметра порядка (напр., числа частиц в газе или спонтанного момента изотропного ферромагнетика) релаксац. ур-ние имеет др. вид:  $\partial\phi/\partial t = \Gamma_c \chi^2 (\delta F/\delta\phi)$ . В этом случае анализ методом ренормализац. группы подтверждает гипотезу динамики, масштабной инвариантности.

Лит.: Паташникский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Ли и Фиди Е. М., Пятаевский Я. П., Физическая кинетика, М., 1979, гл. 12; Фольмер М., Кинетика образования новой фазы, пер. с нем., М., 1988.

А. З. Паташникский, М. В. Фейсман.

**КИНЕТИКА ФИЗИЧЕСКАЯ** — микроскопич. теория процессов в неравновесных средах. В К. ф. методами квантовой или классич. *статистической физики* изучают процессы переноса энергии, импульса, заряда и вещества в разл. физ. системах (газах, плазме, жидкостях, твёрдых телах) и влияние на них внеш. полей. В отличие от *термодинамики неравновесных процессов* и электродинамики сплошных сред, К. ф. исходит из представления о молекулярном строении рассматриваемых сред, что позволяет вычислить из первых принципов *кинетические коэффициенты*, дислектрич. и магн. проницаемости и др. характеристики сплошных сред.

К. ф. включает в себя *кинетическую теорию газов* из нейтральных атомов или молекул, статистич. теорию неравновесных процессов в плазме, теорию явлений переноса в твёрдых телах (диэлектриках, металлах и полупроводниках) и жидкостях, кинетику магн. процессов и теорию кинетич. явлений, связанных с прохождением быстрых частиц через вещество. К ней же относятся теория процессов переноса в *квантовых жидкостях* и *сверхпроводниках* и *кинетика фазовых переходов*.

Если известна ф-ция распределения всех частиц системы по их координатам и импульсам в зависимости от времени (в квантовом случае — статистич. оператор), то можно вычислить все характеристики неравновесной системы. Вычисление полной ф-ции распределения является практически нерешаемой задачей, но для определения мн. свойств физ. систем, напр. потока энергии или импульса, достаточно знать ф-цию распределения небольшого числа частиц, а для газов малой плотности — одной частицы.

В К. ф. используется существ. различие времён релаксации в неравновесных процессах (иерархия времён релаксации), напр. для газа из частиц или квазичастиц время свободного пробега значительно больше времени столкновения между частицами. Это позволяет перейти от полного описания неравновесного состояния ф-цией распределения по всем координатам и импульсам к сокращённому описанию при помощи ф-ции распределения одной частицы по её координатам и импульсам.

**Кинетическое уравнение.** Осн. метод К. ф. — решение *кинетического уравнения Больцмана* для одночастичной ф-ции распределения  $f(x, p, t)$  молекул в фазовом пространстве их координат  $x$  и импульсов  $p$ . Ф-ция распределения удовлетворяет кинетич. ур-нию

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m} \frac{\partial f}{\partial x} + \dot{p} \frac{\partial f}{\partial p} = Stf,$$

где  $Stf$  — интеграл столкновений, определяющий разность числа частиц, приходящих в элемент объёма вследствие прямых столкновений и убывающих из него вследствие обратных столкновений. Для одноатомных молекул или для многоатомных, но без учёта их внутр. степеней свободы

$$Stf = \int w(f'f'_1 - ff_1) dp_1 dp'_1 d\Omega,$$

где  $w$  — вероятность столкновения, связанная с дифференц. эфф. сечением рассеяния  $do$ :

$$w dp_1 dp'_1 d\Omega = |v - v_1| d\Omega,$$

где  $p, p_1$  — импульсы молекул до столкновения,  $v, v_1$  — соответств. скорости,  $p', p'_1$  — их импульсы после столкновения,  $f, f_1$  — ф-ции распределения молекул до столкновения,  $f', f'_1$  — их ф-ции распределения после столкновения. Для газа из сложных молекул, обладающих внутр. степенями свободы, их следует учитывать в ф-ции распределения. Напр., для двухатомных молекул с собств. моментом вращения  $M$  ф-ция распределения будет зависеть также от  $M$ .

Из кинетич. ур-ния следует *Больцмана H-теорема* — убывание со временем  $H$ -функции Больцмана (ср. логарифма ф-ции распределения) или возрастание энтропии, т. к. она равна  $H$ -функции Больцмана с обратным знаком.

**Уравнения переноса.** К. ф. позволяет получить ур-ния баланса ср. плотности вещества, импульса и энергии. Напр., для простого газа плотность  $\rho$ , гидродинамич. скорость  $V$  и ср. энергия  $\bar{\epsilon}$  удовлетворяют ур-ниям баланса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho V) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V \alpha) + \sum_{\beta} \frac{\partial \Pi_{\alpha\beta}}{\partial x_{\beta}} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{\epsilon}) + \text{div} q = 0,$$

где

$$\Pi_{\alpha\beta} = \int m V_{\alpha} V_{\beta} f dp -$$

тензор плотности потока импульса,  $n$  — плотность числа частиц,  $q = \int \epsilon V f dp$  — плотность потока энергии.

Если состояние газа мало отличается от равновесного, то в малых элементах объёма устанавливается распределение, близкое к локально равновесному *Максвелла распределению*,

$$f_0 = n(2\pi mkT)^{-3/2} \exp[-m(v - V)^2/2kT]$$

с темп.-порт. плотностью и гидродинамич. скоростью, соответствующими рассматриваемой точке газа. В этом случае неравновесная ф-ция распределения мало отличается от локально равновесной и решение кинетич.

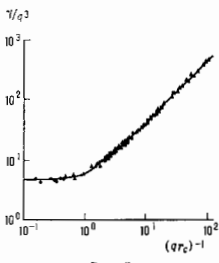


Рис. 2.

ур-ния даёт малую поправку к последней, пропорциональную градиентам темп-ры  $\nabla T$  и гидродинамич. скорости  $\nabla V$ , т. к.  $St_0 \approx 0$ . С помощью неравновесной ф-ции распределения можно найти поток энергии (в неподвижной жидкости)  $q = -\lambda \nabla T$ , где  $\lambda$  — коэф. теплопроводности, и тензор плотности потока импульса

$$P_{\alpha\beta} = \rho v_\alpha v_\beta + \sigma_{\alpha\beta} P - \sigma_{\alpha\beta}^0,$$

где

$$\sigma_{\alpha\beta}^0 = \eta \left[ \left( \frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial v_\beta}{\partial x_\alpha} \right) - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} \operatorname{div} V \right] -$$

тензор вязких напряжений,  $\eta$  — коэф. сдвиговой вязкости,  $P$  — давление. Для газов с внутр. степенями свободы  $\sigma_{\alpha\beta}^0$  содержит также член  $\zeta \delta_{\alpha\beta} \operatorname{div} V$ , где  $\zeta$  — коэф. вторйой, объёмной вязкости, проявляющейся лишь при движениях, в к-рых  $\operatorname{div} V \neq 0$ . Для кинетич. коэффициентов  $\lambda$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  получаются выражения через эфф. сечения столкновений и, следовательно, через константы молекулярных взаимодействий. В бинарной смеси поток вещества состоит из диффуз. потока, пропорционального градиенту концентрации вещества в смеси с коэф. диффузии, и термодиффузионного потока, пропорционального градиенту темп-ры с коэф. *термодиффузии*, а поток тепла, кроме обычного члена теплопроводности, пропорционального градиенту темп-ры, содержит доп. член, пропорциональный градиенту концентрации и описывающий *Дюбура эффект*. К. ф. даёт выражения для этих кинетич. коэффициентов через эфф. сечения столкновений. Кинетич. коэффициенты для перекрёстных явлений, напр. термодиффузии и эффекта Дюбура, оказываются равными (*Олсена теорема*). Эти соотношения являются следствием микроопт. обратимости ур-ний движения частиц системы, т. е. инвариантности их относительно обращения времени.

Ур-ние баланса импульса с учётом выражения для плотности потока импульса через градиент скорости даёт *Наве-Стокса уравнения*, ур-ние баланса энергии с учётом выражения для плотности потока тепла даёт теплопроводности ур-ние, ур-ние баланса числа частиц определяет сорта с учётом выражения для диффуз. потока даёт *диффузии уравнение*. Такой гидродинамич. подход справедлив, если длина свободного пробега  $l$  значительно меньше характерных размеров областей неупорядоченности.

**Газы и плазма.** К. ф. позволяет исследовать явления переноса в разреж. газах, когда отношение длины свободного пробега  $l$  к характерным размерам задачи  $L$  (т. е. *Киндсена число*  $l/L$ ) уже не очень мало и имеет смысл рассматривать поправки порядка  $l/L$  (слабо разреж. газы). В этом случае К. ф. объясняет явления температурного скачка и течения газов вблизи твёрдых поверхностей.

Для сильно разреж. газов, когда  $l/L \gg 1$ , гидродинамич. ур-ния и обычные ур-ние теплопроводности уже не применимы и для исследования процессов переноса необходимо решать кинетич. ур-ние с опред. граничными условиями на поверхностях, ограничивающих газ. Эти условия выражаются через ф-цию распределения молекул, рассеянных из-за взаимодействия со стенкой. Рассеянный поток частиц может приходить в тепловое равновесие со стенкой, но в реальных случаях это не достигается. Для сильно разреж. газов роль коэф. теплопроводности играют коэф. теплопередачи. Напр., кол-во тепла  $Q$ , отнесённое к единице площади параллельных пластинок, между к-рыми находится разреж. газ, равно  $Q = \kappa(T_2 - T_1)/L$ , где  $T_1$  и  $T_2$  — темп-ры пластинок,  $L$  — расстояние между ними,  $\kappa$  — коэф. теплопередачи.

Теория явлений переноса в плотных газах и жидкостях значительно сложнее, т. к. для описания неравновесного состояния уже недостаточно одностатистич. ф-ции распределения, а нужно учитывать ф-ции рас-

пределения более высокого порядка. Частичные ф-ции распределения удовлетворяют цепочке зацепляющихся ур-ний (*Боголюбова уравнений*, наз. также цепочкой ББГКИ, т. е. ур-ний Боголюбова—Борна—Гриая—Кирквуда—Ивона). С помощью этих ур-ний можно уточнить кинетич. ур-ние для газов ср. плотности и исследовать для них явления переноса.

К. ф. двухкомпонентной плазмы описывается двумя ф-циями распределения (для электронов  $f_e$ , для ионов  $f_i$ ), удовлетворяющими системе двух кинетич. ур-ний. На частицы плазмы действуют силы

$$F_e = -e(E + c^{-1}[vB]), \quad F_i = -ZF_e,$$

где  $Ze$  — заряд иона,  $E$  — напряжённость электр. поля,  $B$  — магн. индукция, удовлетворяющие *Максвелла уравнениям*. Ур-ния Максвелла содержат ср. плотности тока  $j$  и заряда  $\rho$ , определяемые с помощью ф-ции распределения:

$$j = e \int v(Zj_i - I_e) dp,$$

$$\rho = e \int (Zj_i - I_e) dp.$$

Т. о., кинетич. ур-ния и ур-ния Максвелла образуют связанную систему ур-ний, определяющих все неравновесные явления в плазме. Такой подход наз. приближением с *м о с о г л а с о в а н о г о н о д а*. При этом столкновения между электронами учитываются не явно, а лишь через создаваемое ими самоогласованное поле (см. *Кинетические уравнения для плазмы*). При учёте столкновений электронов возникает кинетич. ур-ние, в к-ром эфф. сечение столкновений очень медленно убывает с ростом прицельного расстояния, становится существенным столкновением с малой передачей импульса, в интеграле столкновений появляется логарифмич. расходимость. Учёт эффектов экранирования позволяет избежать этой трудности.

**Конденсационные среды.** К. ф. неравновесных процессов в диэлектриках основана на решении кинетич. ур-ния Больцмана для фононов решётки (ур-ние Паулиса). Взаимодействие между фононами вызвано членами гамильтониана решётки, ангармоничными относительно смещения атомов из положения равновесия. При простейшем столкновении один фонон распадается на два или происходит слияние двух фононов в один, причём сумма их квантичных чисел либо сохраняется (нормальные процессы столкновений), либо меняется на вектор обратной решётки (процессы перебора). Конечная теплопроводность возникает при учёте процессов перебора. При низких темп-рах, когда длина свободного пробега больше размеров образца  $L$ , роль длины свободного пробега играет  $L$ . Кинетич. ур-ние для фононов позволяет исследовать теплопроводность и поглощение звука в диэлектриках. Если длина свободного пробега для нормальных процессов значительно меньше длины свободного пробега для процессов перебора, то система фононов в кристалле или низких темп-рах подобна обычному газу. Нормальные столкновения устанавливают внутр. равновесие в каждом элементе объёма газа, к-рый может двигаться со скоростью  $V$ , мало меняющейся на длине свободного пробега для нормальных столкновений. Поэтому можно построить ур-ния гидродинамики фононного газа в диэлектрике. К. ф. м. е. т. а. л. о. основана на решении кинетич. ур-ния для электронов, взаимодействующих с колеблющимися кристаллич. решётки. Электроны рассеиваются на колеблющихся атомах решётки, примесях и дефектах, нарушающих её периодичность, причём возможны как нормальные столкновения, так и процессы перебора. Электрич. сопротивление возникает в результате этих столкновений. К. ф. объясняет термоэлектрич., гальваномагн. и термомагн. явления, скин-эффект, циклотронный резонанс в ВЧ-полях и др. кинетич. эффекты в металлах. Для сверхпроводников она объясняет особенности их ВЧ-поведения.



К. ф. магнитных явлений являя основана на решении кинетич. ур-ния для магнетона. Она позволяет высчитать динамич. восприимчивости магн. систем в перем. полях, изучить кинетику процессов намагничивания.

К. ф. явлений при прохождении быстрых частиц через вещество основана на решении системы кинетич. ур-ний для быстрых частиц и вторичных частиц, возникающих при столкновениях, напр. для  $\gamma$ -лучей (фотонов) с учётом разл. процессов в среде (фотоэффекта, комптоновского рассеяния, образования нар). В этом случае К. ф. позволяет высчитать коэф. поглощения и рассеяния быстрых частиц.

**Фазовые переходы.** К. ф. фазовых переходов второго рода, т. е. скачком зитрония, связана с образованием и ростом зародышей новой фазы. Ф-ция распределения зародышей по их размерам (если зародыши считать макроскопич. образованиями, а процесс роста — медленным) удовлетворяет *Фоккера—Планка уравнению*:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial a} \left( D \frac{\partial f}{\partial a} - Af \right),$$

где  $a$  — радиус зародыша,  $D$  — коэф. диффузии зародышей по размерам,  $A$  пропорционально мин. работе, к-рую нужно затратить на создание зародыша данного размера. К. ф. фазовых переходов 2-го рода в наиб. простом приближении основана на ур-нии релаксации параметра порядка  $\eta$ , характеризующего степень упорядоченности, возникающей при фазовом переходе:

$$\frac{d\eta}{dt} = -\gamma \frac{\partial \Omega}{\partial \eta},$$

где  $\eta$  — постоянный коэф.,  $\Omega$  — термодинамич. потенциал в перемещённых  $T$  и  $\mu$  ( $\mu$  — хим. потенциал), вблизи точки фазового перехода зависящий от  $\eta$ . Для этой зависимости используется разложение по степеням  $\eta^2$  и  $T - T_c$ , где  $T_c$  — темп-ра фазового перехода. (См. также *Кинетика фазовых переходов*.)

**Явления переноса в жидкостях.** Теорию явлений переноса в жидкостях также можно отнести к К. ф., хотя для жидкостей метод кинетич. ур-ний неприменим, но для них возможен более общий подход, основанный также на иерархии времён релаксации. Для жидкости время установления равновесия в макроскопически малых (но содержащих ещё большое число молекул) элементарных объёмах значительно больше, чем время релаксации по всей системе, вследствие чего в малых элементах объёма приближённо устанавливается статистич. равновесие. Поэтому в качестве исходного приближения при решении *Луивилля уравнения* можно принять локально равновесное *Гиббса распределение* с темп-рой  $T(x, t)$ , хим. потенциалом  $\mu(x, t)$  и гидродинамич. скоростью  $V(x, t)$ , соответствующими рассматриваемой точке жидкости. Напр., для однокомпонентной жидкости локально равновесная ф-ция распределения (или статистич. оператор) имеет вид

$$f = Z^{-1} \exp \left\{ - \int \beta(x, t) [H'(x) - \mu(x, t) n(x)] dx \right\},$$

где

$$\beta(x, t) = 1/kT(x, t);$$

$$H'(x) = H(x) - p(x) V(x, t) + m n(x) V^2(x, t)/2$$

— плотность энергии в системе координат, движущейся вместе с элементом жидкости,  $H(x)$  — плотность энергии в неподвижной системе координат,  $p(x)$  — плотность импульса,  $n(x)$  — плотность числа частиц, рассматриваемые как фазовые ф-ции, т. е. ф-ции от координат и импульсов всех частиц, напр.  $n(x) = \sum_{j=1}^N \delta(x - x_j)$ .

Приближённое решение ур-ния Луивилля для состояний, близких к статистически равновесному, позволяет вывести ур-ния теплопроводности и Навье—Стокса

для жидкости и получить микроскопич. выражения для кинетич. коэф. теплопроводности и вязкости через пространственно-временные корреляц. ф-ции плотностных потоков энергии и импульсов всех частей системы (*Грина—Рубо формулы*). Этот же подход возможен и для смеси жидкостей. Подобное решение ур-ния Луивилля есть его частное решение, зависящее от времени лишь через параметры  $\beta(x, t)$ ,  $\mu(x, t)$ ,  $V(x, t)$ , соответствующие сокращённому гидродинамич. описанию неравновесного состояния системы, к-рое справедливо, когда все гидродинамич. параметры мало меняются на расстояниях порядка длины свободного пробега (для газов) или длины корреляций потоков энергии или импульса (для жидкостей). [В квантовом случае  $H(x)$ ,  $p(x)$ ,  $n(x)$  — операторы в представлении *вторичного квантования*.]

К задачам К. ф. относится также вычисление *обобщённой восприимчивости*, выражающей линейную реакцию физ. системы на включение внеш. поля. Её можно выразить через *Грина функции* с усреднением по состоянию, к-рое может быть и неравновесным.

В К. ф. исследуют также кинетич. свойства квантовых систем, что требует применения метода *матрицы плотности* (см., напр., *Кинетическое уравнение основного*).

**Лит.:** Гуревич Л. Э., Основы физической кинетики, Л.—М., 1940; Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; Чеземени С., Калудин Г. Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; Зубарев Н. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, М., 1975; Фердинанд Дж., Каппер Р., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976; Валеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Ливилль Э. М., Пятаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1972; Д. Н. Зубарев.

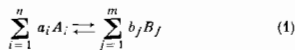
**КИНЕТИКА ХИМИЧЕСКАЯ** — область физ. химии, в к-рой изучают механизмы и скорости хим. реакций. К. х. включает три осн. задачи: изучение закономерностей протекания хим. реакций во времени и зависимости их скоростей от концентраций реагентов, темп-ры и др. факторов; теоретич. определение констант скоростей хим. реакций на основе молекулярного строения реагентов; исследование хим. реакций в условиях движения вещества, диффузии реагентов, наличия теплопередачи и т. д. (хим. макрокинетика).

**Основные понятия и законы К. х.** В процессе хим. реакции могут происходить как одностадийные элементарные акты (простые, одностадийные реакции, напр.  $H_2 + I_2 \rightarrow 2HI$ ), так и элементарные акты разл. типа, число к-рых может достигать мн. десятков и сотен (сложные, многостадийные реакции, напр. образование молекулы  $H_2O$  идёт через элементарные реакции типа  $H_2 + OH \rightarrow H_2O + H$ ;  $O + H_2 \rightarrow OH + H$ ,  $H + O_2 \rightarrow OH + O$ ). Стехиометрич. ур-ние сложной реакции, включающее только исходные и конечные вещества (напр.,  $2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O$ ), не описывает механизма происходящих процессов. При сложных реакциях в нек-рых стадиях возникают промежуточные, лабильные продукты (в рассмотренном примере —  $H$ ,  $O$  и  $OH$ ), концентрации к-рых обычно невелики, т. к. они быстро потребляются в др. стадиях. Под механизмом хим. реакции понимается совокупность элементарных стадий, составляющих процесс превращения исходных веществ в конечные продукты.

Скорость к.-л. стадии хим. реакции равна числу элементарных актов данного типа в единицу времени в единице объёма (для гомогенных реакций, протекающих в объёме одной фазы) или на единице поверхности (для гетерогенных реакций, протекающих на поверхности раздела фаз). Наиб. развита К. х. гомогенных реакций в газовой фазе, т. к. одна из её осей — хорошо разработана *кинетическая теория газов*.

Скорость хим. реакции зависит от темп-ры и давления, а при заданных внеш. условиях является ф-цией концентрации реагирующих веществ. В идеальных

газовых смесях и идеальных (разбавленных) растворах скорость  $w$  прямой, одностадийной реакции подчиняется закону действующих масс. Если хим. реакция обратима:



( $A_i$  и  $B_j$  — символы реагирующих веществ,  $a_i$  и  $b_j$  — стехиометрич. коэффициенты,  $n$  и  $m$  — числа реагирующих веществ), то, согласно закону действующих масс, скорость прямой (и обратной) реакций пропорц. произведению концентраций реагирующих веществ, взятых в степенях, равных соответствующим стехиометрич. коэффициентам. Обозначая через  $[A]$  и  $[B]$  концентрации веществ  $A$  и  $B$  для скоростей прямой  $w_+$  и обратной  $w_-$  реакций, получим

$$w_+ = k_+ \prod_{i=1}^n [A_i]^{a_i}, \quad w_- = k_- \prod_{j=1}^m [B_j]^{b_j} \quad (2)$$

Коэф.  $k_+$  и  $k_-$  наз. константами скоростей хим. реакций.

При равнестве скоростей прямой и обратной реакций наступает хим. равновесие, при к-ром

$$\frac{\prod_{j=1}^m [B_j]^{b_j}}{\prod_{i=1}^n [A_i]^{a_i}} = k_+/k_- = K, \quad (3)$$

где  $K$  — константа хим. равновесия.

Физ. интерпретация закона действующих масс достаточно проста. Элементарный хим. акт происходит лишь в том случае, когда  $a_1$  частиц типа  $A_1$ ,  $a_2$  частиц типа  $A_2$  и т. д. сблизятся на расстоянии порядка размеров молекул. Вероятность же такой встречи пропорц. концентрациям реагирующих веществ, взятых в степенях, равных соответствующим стехиометрич. коэффициентам.

При обычных условиях вероятность столкновения более чем трёх частиц крайне мала, поэтому наблюдаются лишь элементарные акты, включающие в себя распад отд. молекулы или реакции между двумя или тремя частицами. Они наз. соответственно мономолекулярными, бимолекулярными и тримолекулярными реакциями. Сумма стехиометрич. коэффициентов исходных веществ или число молекул, участвующих в элементарном акте, наз. порядком реакции, к-рый для простых реакций не превышает трёх. Порядок реакции по данному веществу равен его стехиометрич. коэффициенту.

Зависимость концентраций реагентов и продуктов простой реакции от времени получается интегрированием кинетич. ур-ния. Скорость реакции по определенной равна

$$w = -\frac{1}{a_1} \frac{d[A_1]}{dt} = -\frac{1}{a_2} \frac{d[A_2]}{dt} = \dots = \frac{1}{b_1} \frac{d[B_1]}{dt} = \frac{1}{b_2} \frac{d[B_2]}{dt} = \dots \quad (4)$$

Учитывая нач. условия  $t=0$ ,  $[A_1] = [A_1]_0$ ,  $[B_1] = [B_1]_0$ , можно выразит концентрации всех веществ через концентрацию одного из них, напр.  $A_1$ , и из закона действующих масс (2) и соотношений (4) получить кинетич. ур-ние для  $[A_1]$ :

$$\frac{d[A_1]}{dt} = F([A_1], [A_1]_0, [B_1]_0), \quad (5)$$

причём ф-ция  $F$  констандн нач. концентраций зависит только от одной переменной — концентрации вещества  $A_1$ . Интегрируя (5) по времени, можно получить  $[A_1(t)]$ , а следовательно,  $[A_i(t)]$  и  $[B_j(t)]$ . График зависимости концентрации вещества, участвующего в реакции, от времени называется кинетической кривой.

Для сложных, многостадийных реакций закон действующих масс выполняется лишь для отд. стадий, но не для стехиометрич. ур-ния реакция. Исследование кинетики таких реакций проводится на основе системы кинетич. ур-ний:

$$\frac{d[X_i]}{dt} = F_i(X_1, X_2, \dots, X_n), \quad (6)$$

к-рые представляют собой закон сохранения для всех участвующих в реакции веществ. Ф-ция  $F_i$  представляет собой сумму выражений типа (2), каждое излагаемых к-рых является вкладом к-л. элементарного акта в образование или расход компонента  $X_i$ . Это наиболее общий вид кинетич. ур-ний в системе (6) в общем случае велико, и интегрирование её возможно чаще всего лишь при использовании упрощающих предположений. Возникающие при этом трудности связаны с разбросом в нек. порядков значений констант скоростей элементарных стадий реакции. Иногда скорость сложной хим. реакции записывают в виде «эффективного» закона действующих масс для стехиометрич. ур-ния, т. е. через концентрации исходных веществ.

В связи с огромным многообразием сложных хим. реакций полная их классификация вряд ли возможна. Реакции типа  $A \rightarrow B \rightarrow C$  и  $A \rightarrow B$ ,  $A \rightarrow C$  наз. соответственно последовательными и параллельными. Реакции, протекающие в присутствии катализатора, т. е. вещества, к-рое вызывает или ускоряет реакцию, но не расходуется в её ходе, наз. каталитическими (анткаталитическими, если катализ осуществляется промежуточными или конечными продуктами). Реакция, идущая под влиянием другой реакции, наз. индуцированной или сопряжённой.

Важное место среди сложных реакций занимают цепные реакции, в к-рых один первичный акт активации приводит к превращению большого числа молекул исходных веществ. Цепная реакция начинается с акта зарождения цепи, в к-ром из молекул исходных веществ образуются активные частицы — атомы и радикалы, высокая реакционная способность к-рых связана с наличием у них одного или неск. неспаренных электронов. В результате взаимодействия таких активных частиц с молекулами вновь появляются новые атомы и радикалы. Если в этой стадии (цепной) реакция, наз. продолжением цепи, число неспаренных электронов не меняется, то реакция наз. неразветвлённой, в противном случае говорит о разветвлённой цепной реакции. Так, неразветвлённая цепная реакция хлорирования водорода, стехиометрич. ур-ние к-рой  $H_2 + Cl_2 = 2HCl$ , содержит три элементарные стадии: 1)  $Cl_2 \rightarrow 2Cl$ , 2)  $Cl + H_2 \rightarrow HCl + H$ , 3)  $H + Cl_2 \rightarrow HCl + Cl$ . Наиб. изученная разветвлённая цепная реакция — реакция образования воды, к-рая протекает по стехиометрич. ур-нию  $2H_2 + O_2 = 2H_2O$ , её осн. элементарные стадии: 1)  $H_2 + O_2 \rightarrow H + HO_2$ , 2)  $H + O \rightarrow H + OH$ , 3)  $OH + H_2 \rightarrow H_2O + H$ , 4)  $O_2 + H \rightarrow OH + O$ . В приведённых примерах активными частицами являются атомы  $Cl$ ,  $O$  и  $H$  и радикал гидроксила  $OH$ . Реакции типа 1) наз. реакциями зарождения цепи — из насыщенных молекул возникает активные частицы. Реакции 2) и 3) — продолжение цепи: из одних активных частиц получают активные частицы др. типа. Реакция 4) — разветвление цепи — число неспаренных электронов меняется от 1 до 3 (у атома  $H$  и гидроксила  $OH$  — по одному неспаренному электрону, у атома  $O$  — два).

В процессе развития цепной реакции может происходить гибель атомов и радикалов на стенках реакционного сосуда или в объёме реагирующей среды. Конкуренция гибели и размножения их в разветвлённых цепных реакциях приводит к своеобразным предельным явлениям (см. Варья).

Константы скоростей химических реакций. В задачу К. х. входит теоретич. определение констант скоростей элементарных стадий. Они зависят от тем-ры  $T$  и типа реагирующих молекул. Температурная зависимость скорости реакции определяется законом Аррениуса:

$$k = ze^{-E/RT}, \quad (7)$$

где  $z$  — предэкспоненциальный множитель, слабо зависящий от  $T$ ,  $E$  — энергия активации,  $R$  — универсальная газовая постоянная. Закон Арренюса свидетельствует о том, что для вступления в реакцию реагенты должны преодолеть потенци. барьер, высота к-рого  $E$ , а множитель  $\exp(-E/RT)$ , согласно распределению Максвелла — Больцмана (см. *Больцмана распределение*), пропорционален доле реагирующих частиц, имеющих энергию теплов. движения, большую высоты барьера. Типичные значения энергии активации  $E$  десятки ккал/моль. При реакциях активных атомов и радикалов энергия активации меньше и, в частности, может равняться нулю.

Кинетич. теория газов позволяет дать оценку предэкспоненциального множителя  $z$  для би- и тримолекулярных реакций в газовой фазе. Скорость бимолекулярной реакции  $A+B$  пропорц. кол-ву двойных соударений  $z_0[A][B]$ , причём фактор двойных столкновений

$$z_0 = (r_A + r_B)^2 [8\pi RT (M_A^{-1} + M_B^{-1})]^{1/2},$$

где  $r_A, r_B$  и  $M_A, M_B$  — радиусы и массы молекул. Т. к. хим. реакция может произойти только при опред. ориентации молекул в момент столкновения, то  $k = pz_0$ , где  $p$  — вероятность благоприятной ориентации, наз. стерич. фактором. Аналогичным образом может быть оценена и константа скорости тримолекулярной реакции. Поскольку  $p$  и  $z$  меньше единицы, факторы столкновений дают макс. оценку для констант скоростей реакции (для бимолекулярной реакции  $z_0 \sim 10^{-10} - 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с, для тримолекулярной реакции  $z_0 \sim 10^{-33} - 10^{-36}$  см<sup>6</sup>/с).

При мономолекулярных реакциях превращению подвергаются отд. частицы, обладающие избыточной энергией. Распад молекулы происходит при концентрации этой энергии на опред. хим. связи, к-рая в момент реакции разрывается. Если  $E$  — необходимая для разрыва связи энергия, а  $\nu$  — частота внутримолекулярных колебаний, то  $k \sim \nu \exp(-E/RT)$ . Типичные значения констант скоростей мономолекулярных реакций  $10^{13} - 10^{14}$  с<sup>-1</sup>.

В жидкой фазе каждая молекула в течение опред. времени ( $10^{-9} - 10^{-10}$  с) совершает колебания в окружении ближайших соседей, а затем перескакивает в др. положение равновесия. Если произойдет распад молекулы, то образовавшиеся пара радикалов находится в непосред. близости друг от друга. Рекомбинация радикалов уменьшает константу скорости реакций в жидкой фазе по сравнению с реакциями в газе.

Нахождение абс. значения константы скорости хим.

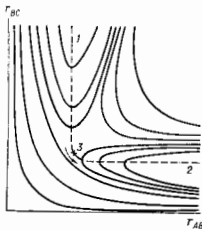


Рис. 1. Поверхность потенциальной энергии для реакции  $AB + C \rightarrow A + BC$  (проекции уровней одинаковой энергии на плоскость  $(r_{AB}, r_{BC})$ ,  $r$  — расстояние между атомами).

реакции через характеристики реагирующих молекул — задача *квантовой химии*. Её решение наталкивается на значит. трудности в связи с большим числом участвующих в реакции частиц (ядер, электронов). Поскольку при реакции происходит перегруппировка атомов, то меняется и потенци. энергия системы, зависящая от координат ядер атомов. На первом этапе решения задачи находится рельеф многомерной потенци. энергии с целью найти наиб. выгодный путь реакции, при к-ром реагирующая система преодолевает энергетич. барьер мин. высоты. Потенц. поверхность для реакции  $AB + C \rightarrow A + B + C$  (все атомы находятся на одной прямой) состоит из двух «долин» 1 и 2, разделённых «перевалом» 3

(рис. 1). Энергетически невыгоднейший путь обозначен пунктиром — он проходит через перевальную точку. Разрез потенци. поверхности вдоль реакц. пути изображён на рис. 2. Подавляющее большинство реально осуществляющихся элементарных актов развиваются по пути, близким к проходящему через перевальную точку. Состояние системы атомов, находящаяся в перевальной точке или в непосредственной близости от неё, наз. переходным состоянием или активированным комплексом.

Введение состояния, переходного между исходным и конечным состояниями, позволяет применить для вычисления константы скорости реакции методы статистич. механики.

В методе переходного состояния, или активированного комплекса, предполагается, что равновесное распределение Максвелла — Больцмана не нарушается, акт реакции протекает адиабатически (электроны движутся гораздо быстрее ядер), движение ядер можно рассматривать методами классич. механики. Эти предположения позволяют найти концентрацию активированных комплексов и скорость их перехода через критич. конфигурацию, а следовательно, константу скорости хим. реакции. Последняя выражается через *статистические суммы* исходных частиц  $F_{AB}, F_C$  и активированного комплекса  $F_{A \dots B \dots C}$ . Так, для рассмотренной выше бимолекулярной реакции

$$k = \frac{RT}{Nh} \frac{F_{A \dots B \dots C}}{F_{AB} F_C} \exp(-E/RT) \quad (8)$$

( $N$  — число Авогадро,  $h$  — Планка постоянная). При развитии теории скорости хим. реакции необходимо в нек-рых случаях учитывать искажения равновесного распределения за счёт самой хим. реакции и возможность подбарьерного прохождения частиц (*туннельный эффект*).

**Микрокинетика химических реакций.** Во мн. случаях (особенно в процессах хим. технологии) хим. превращение происходит в условиях, осложнённых разл. физ. факторами (выделение тепла и его отвод, движение вещества, перемешивание смеси, диффузия реагентов, подвод реагентов и удаление продуктов из реакц. сосуда). Учёт этих факторов — задача макроскопич. хим. кинетики. Характеристики элементарного хим. акта, взятые из микрокинетич. теории или эксперимента, вводятся в ур-ния механики сплошных сред (ур-ния теплопроводности, диффузии, гидродинамики), решение к-рых позволяет рассчитать течение хим. превращения в реальных ситуациях.

Лит.: Френкель Д. С. — Каменицкий И. Д. А., Диффузии и теплопередача в химической кинетике, 3 изд., М., 1987; Глостон С., Лейдлер К., Эйринг Г., Теория абсолютных скоростей реакций, пер. с англ., М., 1948; Семёнов П. Н., О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности, 2 изд., М., 1958; Эмануэль Н. М., Кнорре Д. Г., Курс химической кинетики, 4 изд., М., 1984; Бенсон С., Основы химической кинетики, пер. с англ., М., 1964; Деннон Е. Т., Кинетика гомогенных химических реакций, М., 1978; Кондратьев В. Н., Никитин Е. Е., Химические процессы в газах, М., 1981.

**КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВ** — раздел физики, изучающий свойства газов статистич. методами на основе представлений об их молекулярном строении и определяя законе взаимодействия между молекулами. Обычно к К. т. г. относят лишь теорию неравновесных свойств газов. Осн. объекты применения К. т. г. —

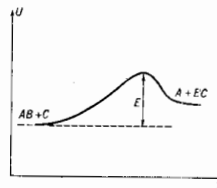


Рис. 2. Изменение потенциальной энергии  $U$  вдоль реакционного пути ( $y$  — координата реакции).

газа, газовые смеси и плазма, однако теория плазмы выделяется в самостоятельную область.

Молекулы в газах движутся почти свободно в промежутках между столкновениями, приводящими к резкому изменению их скоростей. Время столкновения значительно меньше ср. времени пробега молекулы газа между столкновениями, поэтому теория неравновесных процессов в газах значительно проще, чем в жидкостях или твёрдых телах. Наблюдаемые физ. характеристики газа представляют собой результат усреднённого движения всех его молекул. Для вычисления этих характеристик нужно знать распределение молекул газа по скорости и пространств. координатам, т. е. знать ф-цию распределения  $f(v, r, t)$ . Приведение  $f(v, r, t) dv dr$  определяет вероятное число молекул, находящихся в момент времени  $t$  в элементе объёма  $dr = dz dy dx$  около точки  $r$  и обладающих скоростями в пределах  $dv = dv_x dv_y dv_z$  вблизи значения  $v$ . Плотность  $n$  частиц газа в точке  $r$  в момент  $t$  равна  $n(r, t) = \int f(v, r, t) dv$ . Осн. задача К. т. г. — определение явного вида ф-ции  $f(v, r, t)$ , поскольку она позволяет вычислить ср. значения величин, определяющих состояние газа, и процессы переноса энергии, импульса и концентрации частиц, к-рые могут в нём происходить. Например,  $\bar{v} = n^{-1} \int v f(v, r, t) dv$  — средняя скорость молекулы газа, а  $\bar{v}^2 = n^{-1} \int v^2 f(v, r, t) dv$  — средний квадрат их скорости.

Для газа, подчиняющегося классич. механике, в состоянии статич. равновесия ф-ция  $f$  представляет собой *Максвелла распределение*:

$$f(v) = n (m/2\pi kT)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT), \quad (1)$$

где  $m$  — масса молекулы,  $T$  — абс. темп-ра. В этом случае  $\bar{v}^2 = 3kT/m$ ,  $\bar{v} = (8kT/\pi m)^{1/2}$ .

Процессы переноса энергии, импульса и концентрации молекулы в смесях происходят гл. обр. благодаря парным столкновениям молекул. Вероятное число  $d\nu$  парных столкновений молекул со скоростями в пределах  $dv_1$  и  $dv_2$  около значений скоростей  $v_1$  и  $v_2$  в единицу времени равно:

$$d\nu = f(v_1, r, t) f(v_2, r, t) |v_1 - v_2| \sigma d\Omega dv_1 dv_2, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — дифференц. эфф. сечение рассеяния молекул в телесный угол  $d\Omega$  в лаб. системе координат, зависящее от модуля их относит. скорости  $|v_1 - v_2|$  и угла  $\theta$  между отнosit. скоростью и линией, соединяющей центры молекулы в момент их набл. сближения. Для модели молекулы в виде упругих сфер  $\sigma = d^2 \cos\theta$ , где  $d$  — диаметр молекулы. Выражение (2) для числа столкновений основано на «гипотезе молекулярного хаоса», т. е. на предположении об отсутствии корреляции между скоростями сталкивающихся молекул, что справедливо для газов малой плотности.

Большую роль в К. т. г. играет ср. *длина свободного пробега* молекулы  $l$ , т. е. расстояние, к-рое прошла бы молекула за ср. время между столкновениями, двигаясь со ср. скоростью  $\bar{v}$ ,  $l = \bar{v}^{-1} \int v dv$ . Можно также определить  $l$  как ср. расстояние между двумя последоват. столкновениями. В этом случае сначала вычисляют длину пробега с данной скоростью, а затем её усредняют по скоростям. Для газа с молекулами в виде упругих сфер по 1-му определению  $l = 1/d^2 n \bar{v} \sqrt{2}$ , а по 2-му  $l = 0,677/\lambda d^2 n$ .

Элементарная теория явлений переноса основана на допущении ср. длины свободного пробега и позволяет оценить по порядку величины все *кинетические коэффициенты*. Рассматривая перенос импульса, энергии, концентрации компонентов через единичную площадку в газе, можно соответственно получить значения коэф.

вязкости  $\mu$ , теплопроводности  $\lambda$  и взаимной диффузии  $D_{12}$  двух компонентов газовой смеси:

$$\mu = a\bar{v}^2 l/2, \quad \lambda = a' \rho C_V \bar{v} l/2,$$

$$D_{12} = a_1 \bar{v}_1 l_1/2 = a_2 \bar{v}_2 l_2/2,$$

где  $C_V$  — теплоёмкость при пост. объёме,  $\rho = mn$  — плотность газа,  $a, a', a_1, a_2$  — численные коэф.  $\sim 1$ . Последоват. К. т. г. основана на решении *кинетического уравнения Больцмана* для ф-ции  $f$ , к-рое следует из баланса числа молекул в элементе фазового объёма  $dv dr$  с учётом (2):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \frac{\partial f}{\partial r_i} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = \iint [f(v', r, t) f(v_1', r, t) - f(v, r, t) f(v_1, r, t)] \times \\ \times |v_1 - v| \sigma d\Omega dv_1, \quad (3)$$

где  $F$  — сила, действующая на молекулу с массой  $m$ ,  $v, v_1$  — скорости молекулы до столкновения,  $v', v_1'$  — скорости молекул после столкновения; правая часть (3) наз. *интегралом столкновений*.

С помощью ур-ния (3) можно решить все осн. задачи К. т. г., т. е. получить ур-ния переноса импульса, энергии и концентрации компонентов смеси (ур-ния Навье—Стокса, ур-ния теплопроводности и диффузии) и вычислить входящие в них кинетич. коэф.  $\mu, \lambda, D_{12}$ .

Из ур-ния (3) следует *Больцмана H-теорема*, согласно к-рой  $\partial H/\partial t \leq 0$ , где  $H = \iint \int f \ln f dv dr$  — *H-функция* Больцмана. Для распределения Максвелла  $\partial H/\partial t = 0$ . *H-функция* Больцмана инвариант. Энтродия,  $S = -kH$ , следовательно, убывание  $H$  означает возрастание энтропии.

При решении кинетич. ур-ния исходят из определ. модельных представлений об взаимодействии молекул. В простейшей модели жёстких упругих молекул при столкновении не происходит передачи момента импульса и изменяется эфф. размер молекулы. Более реалистичн. модель, в к-рой молекулы рассматривают как центры сил с потенциалом  $\phi(r) = -a/r^p$ . Дифференц. эфф. сечение в (3) выражают через параметры столкновения классич. механики:  $\sigma d\Omega = b^2 db d\theta$  ( $b$  — прицельное расстояние,  $\theta$  — азимутальный угол линии центров). Для  $\phi(r)$  берут обычно ф-ции простого вида, напр.  $\phi(r) = -d/r^p$  ( $p$  — показатель отталкивания). Эта модель допускает сжимаемость молекулы. Для большинства реальных газов  $p$  принимают значения между  $p=9$  (мягкие молекулы) и  $p=15$  (жёсткие молекулы). В частном случае  $p=4$  (максвелловские молекулы) решение кинетич. ур-ния сильно упрощается, т. к. можно найти собств. ф-ции линейного интеграла столкновений, и неровное приближение для коэф. переноса совпадает с точным значением. Для учёта эффектов притяжения и отталкивания используют модель, в к-рой отталкивание описывается потенциалом твёрдых сфер, а притяжение — степенным законом. Довольно реалистич. форму имеет потенциал Ленард-Джонса

$$\phi(r) \sim \left[ \left( \frac{d}{r} \right)^{12} - \left( \frac{d}{r} \right)^6 \right].$$

Поскольку в ур-ние (3) взаимодействие входит только через эфф. сечение рассеяния, часто берут для него выражение, полученное в квантовой механике.

Для решения ур-ния (3) разработаны разл. методы, напр. метод Чепмена — Энскога, основанный на получении решений, зависящих от времени лишь через ср. плотность частиц  $n(r, t)$ , ср. гидродинамич. скорость  $u(r, t)$  и темп-ру  $T(r, t)$ , т. е. нить порых моментов ф-ции  $f$ . Эти решения близки к локально-равновесному распределению Максвелла (1):

$$f_0 = n(r, t) \{m/2\pi kT(r, t)\}^{3/2} \exp[-mc^2/2kT(r, t)], \quad (4)$$

$$c = v - u(r, t),$$

к-рое обращается в нуль интеграл столкновений в кинетич.

ур-ши и поэтому для слабо неоднородного газа может служить нулевым приближением его решения. Ф-ции  $n(r, t)$ ,  $T(r, t)$ ,  $u(r, t)$  определяют условия совпадения ср. значений плотности частиц, ср. скорости, ср. квадрата скорости (кинетич. энергии), вычисленных с помощью ф-ции (4) и ф-ции  $f$ , являющейся решением ур-ния (3).

Для слабо неоднородного газа в первом приближении решение ур-ния (3) имеет вид  $f = f_0(1 + \Phi)$ , где  $\Phi$  удовлетворяет интегральному ур-нию

$$n^2 I(\Phi) = -f_0 \left\{ (mc^2/2kT - \theta/2) c_d \ln T/dx_j + \right. \\ \left. + (m/kT) (c_j c_j - c_d^2 \delta_{ij}/3) du_j/dx_j \right\}, \quad (5)$$

в к-ром проводится суммирование по повторяющимся индексам;

$$n^2 I(\Phi) = \iint f_0(v) f_0(v_1) (\Phi + \Phi_1 - \Phi' - \Phi'_1) \times \\ \times |v - v_1| \sigma d\Omega dv_1$$

— линеаризованный интеграл столкновений,  $\delta_{ij}$  — единичный тензор.

Из условия разрешимости (5) следует, что

$$\Phi = -n^{-1} A_i(c) d \ln T/dx_i - n^{-1} B_{ij}(c) du_j/dx_j,$$

векторная и тензорная ф-ция  $A_i(c)$ ,  $B_{ij}(c)$  определяют неравновесные поправки к тензору напряжений  $p_{ij}$  и потоку тепла  $q$  и, следовательно, коэф. вязкости  $\eta$  и теплопроводности  $\lambda$ :

$$p_{ij} = -\eta \left\{ \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \operatorname{div} u \right\}, \\ q = -\lambda \operatorname{grad} T,$$

$$\eta = (kT/10) [B_{ij}, B_{ij}], \quad \lambda = (k/3) [A_i, A_i],$$

где  $A_i(c) = A(c)c_i$ ;  $B_{ij}(c) = B(c)(c_j c_j - c_d^2 \delta_{ij}/3)$ ;  $[A_i, A_i] = \int A_i(c) I [A_i(c)] dc$  — интегральные с к о б ки (для  $[B_{ij}, B_{ij}]$  — аналогично). Для вычисления  $\eta$  и  $\lambda$  обычно выбирают для  $A(c)$  и  $B(c)$  пробную конечную комбинацию ортогональных волновом и и используют вариц. принции минимальности производствца энтропии.

Первое приближение для  $\eta$  и  $\lambda$  даёт выражения:

$$\eta = 5kT/8\Omega \alpha^{-2}, \quad \lambda = 25C_V kT/16\Omega \alpha^{-2},$$

где

$$\Omega^{(2,2)} = (kT/\pi m) \int_0^\infty \exp(-g^2) g^2 Q^{(2)}(g) dg$$

— величина, пропорциональная зависимости от времени эфф. сечения рассеяния для данного типа взаимодействия,

$$Q^{(2)}(g) = 2\pi \int [1 - \cos^2 \chi(b, g)] b db$$

— транспортное сечение рассеяния  $\alpha$ , где  $\chi(b, g)$  — угол рассеяния,  $g$  — безразмерная относительная скорость. Для модели уругих шаров

$$\eta = \frac{5}{16} \frac{(\pi m k T)^{1/2}}{\pi d^2}, \quad \lambda = \frac{25}{32} \frac{C_V (\pi m k T)^{1/2}}{\pi d^2}.$$

Для газовой смеси вводят ф-ции распределения для каждой из компонент и получают систему кинетич. ур-ний. В этом случае решения для ф-ций распределения  $f_k$  содержат дополнит. член  $D_k(c) \operatorname{grad} n_k$ , где  $D_k(c)$  определяют диффузионные потоки и, следовательно, коэф. диффузии.

В нейтральных газах ионы и электроны взаимодействуют по закону Кулона  $\varphi(r) \sim r^{-1}$ , в сферу эфф. взаимодействия попадает много частиц и концепция парных столкновений, строго говоря, не применима. Однако и в этом случае для вычисления  $\eta$  и  $\lambda$  можно использовать кинетич. ур-ние, если учесть, что гла. роль

играют столкновения с большим придельным расстоянием (малой передачей импульса) и имеет место экранирование кулоновского взаимодействия.

В кинетич. теории квантовых газов нужно учитывать изменения, связанные со статистикой частиц. Если газ подчиняется квантовой статистике, то вероятность столкновения будет зависеть не только от заполнения состояний сталкивающихся частиц, но и от заполнения в к-рые частицы переходят. Для квантовых газов интегралы столкновений содержат множители

$$f(v_1, t) f(v_2, t) [1 \mp f(v'_1, t)] [1 \mp f(v'_2, t)],$$

здесь верх. знак относится к Ферми — Дирака статистике, а нижний — к Бозе — Эйнштейна статистике.

Лит.: В о л о д а в о в Н. П., Проблемы динамической теории в статистической физике, М., 1946; е го ж е, Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Б о л ь ш а к а и Т. А., Лекции по теории газов, пер. с нем., М., 1953; Ч е р н и с с и С., К л а з и н г Т. А., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; К о т а л и н М. Н., Динамика разреженного газа, М., 1967; С и л и н В. П., Введение в кинетическую теорию газов, М., 1971; Л и б о в Р., Введение в теорию кинетических уравнений, пер. с англ., М., 1974; К л а з и н г Т. А., Ю. Д., Кинетическая теория неоднородного газа и неидеальной плазмы, М., 1975; Ф е р м и и е р Д. Ж., К л а е р Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1978; Ч е р н и с с и С., Теория и приложения уравнений Больцмана, пер. с англ., М., 1978; Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Физическая кинетика, М., 1979. Д. Н. Зубарев.

**КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ** — энергия механич. системы, зависящая от скоростей её точек. К. э. *Материальной точки* измеряется половиной произведения массы  $m$  этой точки на квадрат её скорости  $v$ , т. е.  $T = \frac{1}{2} m v^2$ . К. э. механич. системы равна арифметич. сумме К. э. всех её точек:  $T = \sum_k \frac{1}{2} m_k v_k^2$ . Выражение К. э.

системы можно ещё представить в виде  $T = \frac{1}{2} M v_C^2 + T_C$ , где  $M$  — масса всей системы,  $v_C$  — скорость центра масс,  $T_C$  — К. э. системы в её движении по отношению к системе отсчёта, перемещающейся поступательно вместе с центром масс.

К. э. твёрдого тела, движущегося поступательно, вычисляется так же, как К. э. точки, имеющей массу, равную массе всего тела. Ф-лы для вычисления К. э. тела, вращающегося вокруг неподвижной оси или точки, см. в ст. *Вращательное движение*.

Изменение К. э. системы при её перемещении из положения (конфигурации) 1 в положение 2 происходит под действием приложенных к системе внеш. и внутр. сил и равно сумме работ  $A_k^2$  и  $A_k^1$  этих сил на данном перемещении:  $T_2 - T_1 = \sum_k A_k^2 + \sum_k A_k^1$ . Это равенство выражает теорему об изменении К. э., с помощью к-рой решаются мн. задачи динамики.

При скоростях, близких к скорости света, К. э. материальной точки

$$T = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - m_0 c^2,$$

где  $m_0$  — масса покоящейся точки,  $c$  — скорость света в вакууме ( $m_0 c^2$  — энергия покоящейся точки). При малых скоростях ( $v \ll c$ ) последнее соотношение переходит в обычную ф-лу:  $T = m_0 v^2/2$ . См. также *Энергия, Энергия сохранения закона, Относительность теория*.

Лит.: см. ст. *Динамика*. К. э. М. Тарг.  
**КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ** — коэф.  $L_{ik}$ , к-рые входят в линейные соотношения термодинамики неравновесных процессов  $I_i = \sum_k L_{ik} X_k$ , выражающие связь

потоков  $I_i$  физ. величин (потр., потоков энергии, массы компонентов, импульса и др.) с вызывающими эти потоки термодинамич. силами  $X_k$  (градисантами темп-ры  $T$ , хим. потенциалов  $\mu$ , гидродинамич. скорости  $v$ ). Коэф.  $L_{ik}$  наз. также о с а г е р о в с к и м и К. к., если силы и потоки выбраны так, что производство энтропии в системе в единицу времени вследствие необратимых процессов равно  $\sigma = \sum_{i,k} X_i L_{ik} X_k$ .

Омсагеровские К. к. удовлетворяют Омсагера теореме (или соотношениям взаимности Омсагера), выражающей свойство симметрии К. к.:  $L_{ik} = L_{ki}$  в отсутствие магн. поля и вращения системы как целого, когда потоки  $I_i$  и  $I_k$  имеют одинаковую чётность (симметрию относительно обращения времени). Омсагеровские К. к. можно выразить через коэф. теплопроводности, диффузии, вязкости и др., к-рые также наз. К. к. Вычисление К. к. на основе представления о молекулярном строении среды — задача кинетики физической, в частности кинетической теории газа.

Лит.: см. Г р о т т С. М. а з у р П. П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1965, гл. 4, 5. Д. Н. Зубов. — КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ для плазмы — замкнутая система ур-ний для одночастичных ф-ций распределения частиц плазмы по координатам  $r$  и скоростям  $v$  (импульсам  $p$ ) совместно с Максвелла уравнениями для ср. напряжённости эл.-магн. полей, создаваемых частицами плазмы. Кинетич. (статистич.) подход к описанию состояния плазмы часто играет важную роль в описании микроскопич. свойств плазмы, к-рые не могут быть выявлены при гидродинамич. подходе. Напр., возникновение ленгмюровских волн при движении двух электронных пучков навстречу друг другу с равными скоростями описывается кинетич. теорией при рассмотрении пучков как двух жидкостей. Если же электроны в данном примере рассматривать при гидродинамич. подходе как единую жидкость с равной нулю ср. скоростью, то возникновение ленгмюровской неустойчивости нельзя предсказать.

Наиб. простыми являются К. у. для полностью ионизованной электронно-ионной плазмы — ур-ния для ф-ций распределения  $f_a(r, p, t)$  электронов ( $a=e$ ), однозарядных ионов ( $a=+$ ) и напряжённости электрич.,  $E(r, t)$  и магн.  $B(r, t)$  полей. Эти ф-ции являются первыми моментами соответствующих микроскопич. случайных ф-ций (см. Моменты); микроскопич. фазовых плотностей  $N_a(r, p, t)$  и микроскопич. напряжённости полей  $E^M(r, p, t)$  и  $B^M(r, t)$ . Точные ур-ния для ф-ций  $f_a$ ,  $E$  и  $B$  имеют вид

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + v \frac{\partial f_a}{\partial r} + e_a \left( E + \frac{1}{c} [vB] \right) \frac{\partial f_a}{\partial p} = I_a(r, p, t);$$

$$\text{rot } B = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_a e_a n_a \int v f_a dp; \quad \text{div } B = 0; \quad (1)$$

$$\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}; \quad \text{div } E = 4\pi \sum_a e_a n_a \int f_a dp.$$

Они не являются ещё замкнутыми, т. к. интегралы столкновений  $I_a(r, p, t)$  определяются вторыми моментами флуктуаций случайных величин  $N_a$ ,  $E^M$ ,  $B^M$ :

$$n_a I_a(r, p, t) = -\frac{\partial}{\partial p} (e_a \delta N_a \delta E + \frac{e_a}{c} [v \delta N_a \delta B]). \quad (2)$$

Ур-ния (1) справедливы и для релятивистической плазмы; в этом случае импульс и скорость связаны равенством  $p = mv / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ .

Для кулоновской плазмы, в к-рой потенциал взаимодействия зарядж. частиц  $\Phi_{ab}$  определяется законом Кулона ( $\Phi_{ab} = e_a e_b / r$ ), интегралы  $I_a$  могут быть выражены через двухчастичные коррелл. ф-ции зарядж. частиц  $g_{ab}$ :

$$I_a = \sum_b n_b \int \frac{\partial \Phi_{ab}}{\partial r} \frac{\partial}{\partial p} g_{ab}(r, p, r', p', t) dr' dp'. \quad (3)$$

Если ф-цию  $g_{ab}$  выразить через  $f_a$ , то получается замкнутая система ур-ний для ф-ций  $f_a$ ,  $E$ ,  $B$ . Это оказывается возможным, напр., для разреженной плазмы при не очень больших отклонениях от состояния равновесия, когда осн. роль играют мелкомасштабные флуктуации с радиусом коррелляции  $\ll r_D$  (дебаевского радиуса экранирования). В разреженной плазме число частиц  $N_D$  в сфере с дебаевским радиусом много больше единицы. По этой причине, в отличие от разреженной газа,

где осн. роль играют парные столкновения, в разреженной плазме с эфф. радиусом взаимодействия  $r_D$  взаимодействие носит дальнотействующий коллективный характер. (Потому слова «интегралы столкновений» поставлены выше в кавычках.) Если длина релаксации  $\tau_{rel}$  (длина свободного пробега) и время релаксации (время свободного пробега)  $\tau_{rel}$ , определяемые интегралами столкновений в разреженной плазме, достаточно велики по сравнению с  $r_D$ ,  $r_D/v$ , т. е.

$$\tau_{rel} \gg r_D \quad \text{и} \quad \tau_{rel} \gg r_D/v, \quad (4)$$

то ф-ции  $g_{ab}$  удаётся выразить через  $f_a$ .

Для релятивистической классич. (неквантовой) плазмы интеграл столкновений в наиболее часто употребляемой форме, предложенной Ландау, имеет вид

$$I_a(r, p, t) = \sum_b e_a^2 e_b^2 n_b \frac{\partial}{\partial p_i} \int \frac{k_i k_j}{k} \delta(kv - kv') \times$$

$$\times \left\{ \frac{\partial f_a(p', t)}{\partial p_j} f_b(p', t) - \frac{\partial f_b(p', t)}{\partial p_j} f_a(p, t) \right\} dk dp. \quad (5)$$

Область интегрирования по  $k$  здесь ограничена условиями  $1/|k| > k > 1/r_D$  ( $1/k = e^2/kT$  — т. н. длина Ландау). Левое неравенство есть следствие условия слабого взаимодействия, к-рое используется при выводе (5), а правое предполагает малую роль крутиномасштабных флуктуаций с радиусом коррелляции  $> r_D$ . Это оправдано при условии близости к равновесному состоянию. Используются и более общие выражения для интеграла столкновений (т. н. форма Баласку — Ленарда), в к-ром учитывается влияние электрич. поляризуемости плазмы. При этом отпадает необходимость в условии  $k > 1/r_D$ . Интегралы столкновений (5) слабо зависят от выбора граничной области интегрирования по  $k$ , т. к. величины  $1/k$  и  $r_D$  в окончат. результатах входят лишь под знаком логарифма (кулоновский логарифм).

Интегралы столкновений  $I_a$  для плазмы обладают свойствами

$$\sum_a n_a \int \Phi_a I_a dp \begin{cases} = 0 & \text{при } \Phi_a(p) = 1, p, p^2/2m, \\ > 0 & \text{при } \Phi_a(p) = -k \ln f_a, \end{cases} \quad (6)$$

к-рые обеспечивают сохранение полных плотности числа частиц, плотности импульса и плотности кинетич. энергии идеальной плазмы, а также возрастание энтропии при установлении равновесного состояния в изолированной плазме (Больцмана  $H$ -теорема). Возможно обобщение К. у. на случай неидеальной плазмы, когда взаимодействие зарядж. частиц определяет не только релаксационные процессы, но и даёт вклад в термодинамич. ф-ции.

К. у. для плазмы существенно упрощаются в двух предельных случаях. Для случая, когда длины свободных пробегов  $\tau_{rel}$  и соответствующие времена релаксации  $\tau_{rel}$  велики по сравнению с характеристич. параметрами  $L$  и  $T$  задачи, столкновением частиц можно пренебречь, учитывая лишь коллективные взаимодействия частиц через ср. (самосогласованное) поля. Это т. н. б е с с т о л к о в и т е л ь н о е п р и б л и ж е н и е приводит к ур-нию Власова:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + v \frac{\partial f_a}{\partial r} + e_a \left( E + \frac{1}{c} [vH] \right) \frac{\partial f_a}{\partial p} = 0. \quad (7)$$

Ур-ние Власова само по себе является обратимым. Однако поскольку бесстолкновительное приближение справедливо лишь для ограниченной плазмы, то необратимость возникает при чередении граничных условий, а также при усреднении нач. условий по бесконечно малому интервалу времени при переходе от микроскопич. фазовой плотности к одночастичной ф-ции распределения. Бесстолкновительное приближение имеет широкую область применения — от высокотемпературной плазмы термоядерных установок до космич. плазмы.

Во втором предельном случае, когда  $\Gamma_{\text{рез}} \ll L$  и  $\Gamma_{\text{рез}} \ll \lambda \ll \Gamma_{\text{рез}} \ll T$ , возможен переход от К. у. для плазмы к соответствующим газодинамич. ур-ниям, учитывающим столкновения (см. *Кинетическое уравнение Больцмана*).

Для описания сильно неравновесных процессов К. у. для плазмы уже недостаточны, т. к. существенными оказываются крупномасштабные флуктуации распределений частиц и панраженностей поля. Простейшим примером их учёта служат ур-ния *квазилинейной теории плазмы*, используемые для описания слабой турбулентности плазмы.

Лит.: Ландау Л. Д., Кинетическое уравнение в случае кулоновского взаимодействия, «ИЗВ. АН УССР», 1957, т. 7, с. 203; Власов А. А., О вибрационных свойствах электронного газа, «ИЗВ. АН УССР», 1958, т. 8, с. 291; Климонтович Ю. Л., Статистическая теория неравновесных процессов в плазме, М., 1964; его же, Кинетическая теория пеплоидального газа и неплотной плазмы, М., 1975; его же, Статистическая физика, М., 1982; Валеску Р., Статистическая механика заряженных частиц, пер. с англ., М., 1967; Кадомотев В. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1976; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979.

**КИНЕТИЧЕСКИЙ МОМЕНТ** — то же, что *момент количества движения*.

**КИНЕТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ** — то же, что *Ларанжа функция*.

**КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА** — интегродифференц. ур-ние, к-рому удовлетворяют неравновесные одночастичные функции распределения системы из большого числа частиц, напр. ф-ция распределения  $f(v, r, t)$  молекул газа по скоростям  $v$  и координатам  $r$ , ф-ция распределения электронов в металле, фононов в кристалле и т. п. К. у. Б. — осн. ур-ние микроскопич. теории неравновесных процессов (*кинетики физической*), в частности *кинетики теории газов*. К. у. Б. в узком смысле наз. выведенное Л. Больцманом (L. Boltzmann) кинетич. ур-ние для газов малой плотности, молекулы к-рых подчиняются классич. механике. К. у. Б. для *квазичастиц* в кристаллах, напр. для электронов в металле, наз. также кинетич. ур-ниями или ур-ниями переноса.

К. у. Б. представляет собой ур-ние баланса числа частиц (точнее, точек, изображающих состояние частиц) в элементе фазового объёма  $d^3v dr$  ( $d^3v = dv_x dv_y dv_z$ ;  $dr = dx dy dz$ ) и выражает тот факт, что изменение ф-ции распределения частиц  $f(v, r, t)$  со временем  $t$  происходит вследствие движения частиц под действием внеш. сил и столкновений между ними. Для газа, состоящего из частиц одного сорта, К. у. Б. имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left( \frac{\partial f}{\partial r} v \right) + \frac{1}{m} \left( \frac{\partial F}{\partial v} \right) = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{ст}}, \quad (1)$$

где  $\partial f / \partial t$  — изменение плотности числа частиц в элементе фазового объёма  $d^3v dr$  за единицу времени,  $F = F(r, t)$  — сила, действующая на частицу (может зависеть также и от скорости),  $(\partial f / \partial t)_{\text{ст}}$  — изменение ф-ции распределения вследствие столкновений (интеграл столкновений). Второй и третий члены ур-ния (1) характеризуют соотв. изменения ф-ция распределения в результате перемещения частиц в пространстве и действия внеш. сил. Её изменение, обусловленное столкновениями частиц, связано с уходом частиц из элемента фазового объёма при т. н. прямых столкновениях и пополнением объёма частицами, испытывающими «обратные» столкновения. Если рассчитывать столкновения по законам классич. механики и считать, что нет корреляции между динамич. состояниями сталкивающихся молекул, то

$$\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{ст}} = \int (f' f_1 - f f_1) \omega(u, \theta) d\Omega dv_1. \quad (2)$$

Здесь  $f = f(v, r, t)$ ,  $f_1 = f(v_1, r, t)$ ,

$$f' = f(v', r, t), \quad f'_1 = f(v'_1, r, t);$$

$v, v_1$  — скорости частиц до столкновения,  $v', v'_1$  — скорости тех же частиц после столкновения,  $u = |v - v_1|$  — величина относит. скорости сталкивающихся частиц,  $\omega(u, \theta)$  — дифференц. эфф. сечение рассеяния частиц в

телесный угол  $d\Omega$  в лаб. системе координат,  $\theta$  — угол между относит. скоростью и линией центров. Напр., для жёстких упругих сфер, имеющих радиус  $R$ ,  $\omega = 4\pi R^2 \cos \theta$ , для частиц, взаимодействующих по закону центр. сил,  $\omega d\Omega = b db d\epsilon$  ( $b$  — притягательный параметр,  $\epsilon$  — асимптотич. угол линии центров).

К. у. Б. учитывает только парные столкновения между молекулами; оно справедливо при условии, что *длина свободного пробега* молекул значительно больше линейных размеров области, в к-рой происходит столкновение (для газа из упругих частиц это область порядка диаметра частиц). Поэтому К. у. Б. применимо не для слишком плотных газов. Иначе будет несправедливо осн. предположение об отсутствии коррелиции между состояниями сталкивающихся частиц (гипотеза молекулярного хаоса). Если система находится в статистич. равновесии, то интеграл столкновений (2) обращается в нуль и решением К. у. Б. является *Максвелла распределение*.

При более строгом подходе для построения К. у. Б. исходят из *Лиувилля уравнения* для плотности распределения всех молекул газа в фазовом пространстве, из к-рого получают систему ур-ний для ф-ции распределения одной, двух и т. д. молекул (*Боголюбова уравнения*). Эту цепочку ур-ний решают с помощью разложения по степеням плотности частиц с использованием граничного условия ослабления корреляций, замещающего гипотезу молекулярного хаоса.

Решение К. у. Б. при разл. предположениях о силах взаимодействия между частицами — предмет кинетич. теории газов, к-рая позволяет вычислить *кинетиические коэффициенты* и получить макроскопич. ур-ния для процессов переноса (*вязкости, диффузия, теплопроводности*).

Для квантовых газов значения эфф. сечений рассчитывают на основе квантовой механики с учётом неразличимости одинаковых частиц и того факта, что вероятность столкновения зависит не только от произведение ф-ции распределения сталкивающихся частиц, но и от ф-ции распределения частиц после столкновения. Для фермионов в результате этого вероятност. столкновения будет уменьшаться, а для бозонов — увеличиваться. Оператор столкновения в квантовом случае принимает вид

$$\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{ст}} = \frac{g}{h^3} \int \{ f' f_1 (1 \mp f) (1 \mp f_1) - f f_1 (1 \mp f') (1 \mp f'_1) \} \omega(u, \theta) d\Omega dp, \quad (3)$$

где знак минус соответствует *Ферми — Дирака статистике*, а знак плюс — *Бозе — Эйнштейна статистике*,  $g$  — статистич. вес состояния ( $g=2$  для частиц со спином, равным нулю, и  $g=2$  для частиц со спином  $1/2$ ),  $p$  — импульс частицы. Ф-ция  $f(p, r, t)$  нормированы так, что представляют ср. число частиц в точке  $(p, r)$ . Неравновесные ф-ции распределения Ферми и Бозе обращают в нуль оператор столкновения (3).

Важным частным случаем К. у. Б. является кинетич. ур-ние для нейтронов, к-рые рассеиваются и замедляются ядрами среды. В этом случае внеш. сил нет и в ур-нии (1) надо положить  $F=0$ . Плотность числа нейтронов обычно мала, так что можно пренебречь столкновениями между ними и учитывать лишь их столкновения с ядрами среды (см. *Диффузия нейтронов, Замедление нейтронов*).

Процессы переноса, связанные с движением электронов в металле, также можно исследовать с помощью К. у. Б. В отсутствие колебаний решётки электроны свободно распространяются в металле и описываются плоскими волнами, модулированными с периодом решётки и зависящими от волнового вектора  $k$  и номера энергии. зоны  $i$ . Тепловое движение атомов решётки нарушает периодичность и приводит к рассеянию электронов (столкновения между электронами и фононами). Ф-ция распределения электронов

$n(k, l, t)$  удовлетворяет К. у. Б. типа (1), в к-ром  $F = e(E + c^{-1}[v, H])$  ( $E$  и  $H$  — напряжённости электрич. и магн. полей,  $e$  — заряд электрона), а интеграл столкновения имеет вид

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{ст} = \sum_{k', l', s} |k'l'| A |kl, s|^2 \delta(\epsilon' - \epsilon - \hbar\omega) \times \\ \times [(N+1)n'(1-n) - Nn(1-n')], \quad (4)$$

где  $n = n(k, l, t)$ ,  $n' = n(k', l')$ ;  $k, l, k'$  и  $l'$  — волновые векторы и помера зон до и после столкновения,  $N = N(\mathbf{f}, s)$  — ф-ция распределения фононов,  $\mathbf{f}$  и  $s$  — волновой вектор и поляризация фононов,  $\epsilon, \epsilon'$  — нач. и конечная энергии электрона при возбуждении фонона с энергией  $\hbar\omega$ ;  $\delta$  — дельта-ф-ция,  $(k'l'|A|kl, s)$  — матричные элементы перехода электрона из состояния  $k, l$  в состояние  $k', l'$ , к-рые оценивают, исходя из определ. гинзотэ о механизме взаимодействия электронов с решёткой. Выражение (4) получено в предположении, что время свободного пробега электронов значительно больше неопределённости для времени столкновения. Теория электропроводности, термоэлектрич. и гальваномагн. явлений в металлах и полупроводниках основана на решении К. у. Б.

В некоторых случаях конденсиров. систем, когда известен характер теплового движения, можно построить К. у. Б. для элементарных возбуждений (квазичастиц). Напр., теория процессов переноса энергии в кристаллич. решётке основана на ур-нии такого типа. Если в выражении для потенц. энергии решётки ограничиться квадратичными относительно смещений атомов членами, то тепловое движение атомов в кристалле описывается свободно распространяющимися фононами — квантами нормальных колебаний решётки. Учёт членов 3-й степени приводит к возможности столкновений между фононами. В результате ф-ция распределения фононов  $N(\mathbf{f}, s)$  будет изменяться во времени согласно кинетич. ур-нию

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \left(\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{f}} \frac{\partial N}{\partial \mathbf{r}}\right) = \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{ст}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{ст} = \frac{\hbar}{32\pi^3 \rho} \int d\mathbf{f}' \left\{ \sum_{s', s''} |b(\mathbf{f}; \mathbf{f}', s'; s'')|^2 \omega' \omega'' \omega \times \right. \\ \times \delta(\omega + \omega' - \omega'') [(N+1)(N'+1)N'' - N N' (N''+1)] + \\ \left. + \sum_{s', s''} \frac{1}{2} |b(\mathbf{f}; \mathbf{f}', s'; s'')|^2 \omega' \omega'' \delta(\omega - \omega' - \omega'') \times \right. \\ \left. \times [(N+1)N'N'' - N(N'+1)(N''+1)] \right\},$$

$$\text{где } N = N(\mathbf{f}, s), \quad N' = N(\mathbf{f}', s'), \quad N'' = N(\mathbf{f}'', s''), \\ \omega = \omega(\mathbf{f}, s), \\ \omega' = \omega(\mathbf{f}', s'), \quad \omega'' = \omega(\mathbf{f}'', s''), \quad b(\mathbf{f}; \mathbf{f}', s'; s'') —$$

коэф. при кубич. членах в разложении потенц. энергии кристалла по отклонениям атомов из положения равновесия,  $\rho$  — плотность. Ур-ние (5) описывает тройные столкновения фононов с уничтожением двух фононов и рождением одного (и обратные им процессы). Оно является ур-нием баланса фононов, движущихся в волновом пакете с групповой скоростью  $\partial\omega/\partial\mathbf{f}$  и сталкивающихся между собой. Теория теплопроводности неупорядоченных кристаллов основана на решении ур-ния (5) при малых отклонениях от статистич. равновесия.

К. у. Б. применимо также к процессам, в к-рых частицы испытывают взаимные ивращения, напр. в теории ливней, образующихся при попадании космич. частиц больших энергий в атмосферу. В этом случае кинетич. ур-ния составляются как система ур-ний баланса для заряд. частиц и фотонов в данном интервале энергии и импульса. Эти ур-ния выражают тот факт, что изменение ф-ции распределения (кроме эффектов рассеяния) происходит вследствие образования пар заряд. частиц фотонами и испускания заряд. частицами фотонов в виде тормозного излучения в поле ядер.

На решении этих ур-ний основана каскадная теория ливней.

Лит. см. при статьях *Кинетическая теория газов*, *Кинетическая физическая*, *Д. И. Зубарев*.

**КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ОСНОВНОЕ** — ур-ние для вероятности распределения квантовой системы по квантовым состояниям. Установлено В. Паули (W. Pauli) в 1928. К. у. о. является квантовым кинетич. ур-нием, иногда его наз. уравнением Паули (master equation) или ур-н. в. е. Паули, из него можно вывести *кинетическое уравнение Больцмана*.

К. у. о. для вероятности  $P_n$  квантового состояния  $n$  имеет вид

$$\frac{dP_n}{dt} = \sum_m (w_{nm}P_m - w_{mn}P_n), \quad (1)$$

где  $w_{nm}$  — вероятность перехода системы из квантового состояния  $m$  в состояние  $n$  в единицу времени под влиянием не зависящего от времени возмущения. Индексы  $n, m$  соответствуют квантовым стационарным состояниям гамилтониана свободных частиц  $H_0$ , т. е. многочастичным состояниям. Вероятность  $P_n$  равна диагональному элементу матрицы плотности  $\rho_{nn}$ .

К. у. о. описывает необратимый процесс приближения к статистич. равновесию систем со мн. степенями свободы. Обычно предполагают, что оно выводится возмущающим членом  $\Delta V$  в гамилтониане  $H = H_0 + \Delta V$  ( $\Delta$  — параметр взаимодействия). Внеи. поля не предполагаются отсутствующими, возмущение считается малым. К. у. о. выводится из *Уравнения уравнения* для матрицы плотности во втором приближении теории возмущений. Для изолиров. систем вероятность прямого перехода равна вероятности обратного перехода:

$$w_{nm} = w_{mn}, \quad \text{т. к. } w_{mn} = 2\pi\lambda^2 \hbar^{-1} |V_{mn}|^2 \delta(\epsilon_m - \epsilon_n).$$

Для дискретных,  $n, l$   $\delta$ -ф-ция переходит в символ Кронекера.

Если динамик. подсистема взаимодействует с системой с большим числом степеней свободы, находящейся в состоянии статистич. равновесия (термостатом), то для получения вероятности распределения состояний в динамик. подсистеме нужно просуммировать распределение вероятностей в полной системе (удовлетворяющее К. у. о.) по квантовым состояниям термостата. В этом случае вероятность распределения по состояниям динамик. подсистемы также удовлетворяет К. у. о., но вероятность прямого перехода уже не равна вероятности обратного перехода, а удовлетворяет *детальному равновесию принципу*:

$$w_{mn}w_{nm} = \exp[-(\epsilon_n - \epsilon_m)/kT],$$

$T$  — абс. температура,  $m, n$  определяют теперь квантовые состояния динамик. подсистемы, соотв. уровням энергии  $\epsilon_m, \epsilon_n$ . Наиболее простую форму имеет К. у. о. для одночастичных квантовых уровней системы. Тогда числа заполнения уровней  $n_k$  удовлетворяют ур-нию

$$\frac{dn_k}{dt} = \sum_l (w_{kl}n_l - w_{lk}n_k),$$

$w_{kl}$  — вероятность перехода в единицу времени между одночастичными уровнями.

К. у. о. позволяет ввести энтропию неравновесного квантового состояния:  $S = -k \sum_n P_n \ln P_n$ , к-рая монотонно возрастает, стремясь к равновесной при  $t \rightarrow \infty$ , т. е. удовлетворяет квантовой  $H$ -теореме Больцмана.

При выводе К. у. о. Паули использовал предположение о хаотичности фаз квантовых состояний (гипотеза молекулярного хаоса) в любой момент времени. Затем Л. Ван Хов (L. Van Hove) показал, что достаточно предположить случайность фаз лишь для нач. момента времени. Для вывода К. у. о. существенны макроскопич. размеры системы, т. е. наличие большого числа степеней



свободы. Математически это выражается предельным переходом, при  $k$ -ром объём системы стремится к бесконечности (при фиксиров. отношении объёма к числу частиц) и приводит к возникновению т. н. диагональных сингулярностей в матричных элементах энергии возмущения. Строгий вывод К. у. о. возможен в пределе  $t \rightarrow \infty$ ,  $\lambda \rightarrow 0$  при  $\lambda^2 t = \text{const}$ . Наиболее прост вывод К. у. о. с помощью метода проекционных операторов.

В общем случае вероятность  $P_n(t)$  зависит от предшествующей истории (аффект памяти) и К. у. о. имеет вид

$$\frac{dP_n(t)}{dt} = \int_{-\infty}^t \sum_m [w_{nm}(t-\tau) P_m(\tau) - w_{mn}(t-\tau) P_n(\tau)] d\tau,$$

где  $w_{nm}(t-\tau)$  — ф-ция памяти. Для непрерывно распределённых случайных переменных  $x$  К. у. о. для плотности вероятности  $W(x, t)$  имеет форму интегрального ур-ния:

$$\frac{dW(x, t)}{dt} = \int [w(x, x') W(x', t) - w(x', x) W(x, t)] dx'$$

[ $w(x, x')$  — плотность вероятности перехода  $x' \rightarrow x$ ].

Метод К. у. о. применяется в теории магн. резонанса, квантовой радиофизике и квантовой оптике.

Лит.: В а н Х о в Л. Квантопомеханические возмущения и кинетические уравнения. в сб.: Вопросы квантовой теории необратимых процессов, пер. с англ., М., 1961; Ф а й н В. М., Х а л и л и й И. Квантовая радиофизика, М., 1963, тт. 2; Ч е с т е р Д. ж., Теория необратимых процессов, пер. с англ., М., 1966; П а у л и В., Труды по квантовой теории, Гейс, с нем. J. M., 1975, с. 661; З у б а р е в Д. Н., Современные методы теории неравновесных процессов, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы математики, т. 15, М., 1980.

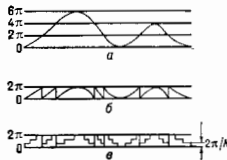
**КИНЕТОСТАТИКА** — раздел механики, в к-ром рассматриваются способы решения динамич. задач с помощью аналитич. или графич. методов статистики. В основе К. лежит *Д'Аламбера принцип*, согласно к-рому ур-ния движения тел можно оставлять в форме ур-ний статики, если к фактически действующим на тело силам и реакциям связей присоединить силы инерции. Методы К. находят применение при решении мн. динамич. задач, особенно в динамике машин и механизмов.

**КИНОФОРМ** — тонкая фазовая синтезируемая голограмма, к-рая несёт однозначную информацию о фазовой составленной объектной волны и позволяет восстанавливать её при освещении опорной волной. К. был создан в 1969 Леземом (Л. В. Lessem) и др. Пробразом К. можно считать фазовую Френеля линзу. К. восстанавливает трёхмерное изображение, но в отличие от тонких голограмм, записанных путём регистрации интерференц. картины, К. формирует на заданной длине волны  $\lambda_0$  только одно изображение и при этом весь падающий на него свет дифрагирует в один порядок дифракции. Т. о., К. имеет макс. теоретич. эффективность  $\sim 100\%$  при записи фазовых объектов и  $\sim 78\%$  при записи произвольных объектов. В отличие от объёмных фазовых голограмм, обладающих также  $100\%$  дифракц. эффективностью, К. имеет весьма малую угл. и спектральную селективность.

Осн. допущение при создании К. состоит в том, что комплексная амплитуда объектной волны  $a(x, y)$  считается постоянной по модулю в плоскости регистрации и имеет вид  $a(x, y) = \text{const} \exp[i\Delta\varphi(x, y)]$ . Для получения К. сначала на ЭВМ рассчитывают разность фаз  $\Delta\varphi(x, y)$  объектной и опорной волн (т. е. характеристич. ф-цию голограммы) для каждой точки  $(x, y)$  плоскости (рис., а), затем вычитают величины, кратные  $2\pi$ , так что фазовая ф-ция  $\Delta\varphi(x, y)$  меняется в пределах только от 0 до  $2\pi$  (рис., б, в). Далее эта ф-ция отображается, напр., методами фотолитографии в виде фазового рельефа оптич. поверхности или модуляции показателя преломления тонкой плёнки. В итоге К. представляет собой тонкую прозрачную пластинку, оптич. толщина к-рой меняется в соответствии с вычисленной ф-цией

$\Delta\varphi(x, y)$ . При освещении плоской волной К. накладывает фазовую ф-цию  $\Delta\varphi(x, y)$  на волновой фронт, превращая его в волну с комплексной амплитудой  $a = \text{const} \exp[i\Delta\varphi(x, y)]$ .

Для коррекции aberrаций и формирования изображений используется киноформная линза (КЛ) — голограмма точечных источников, аналогичная фазовой



Киноформы: а — разность фаз объектной и опорной волн при синтезе киноформного элемента; б — фазовый профиль киноформа; в — ступенчатый профиль киноформа.

оптической пластинке. Оптич. сила ассимметричной КЛ, работающей на пропускание, определяется след. соотношением:  $K = m\mu/\Phi_0$ , где  $m$  — номер дифракц. порядка,  $\mu = \lambda/\lambda_0$ ;  $\lambda_0$ ,  $\lambda$  — длины волн при записи и работе КЛ,  $\Phi_0$  — оптич. сила для длины волны  $\lambda_0$  при работе КЛ. Для КЛ, работающей на отражение,  $K = -2s(1 - m/\mu) + m\mu\Phi_0$ , где  $s$  — кривизна поверхности киноформного элемента.

Из этих соотношений видно, что КЛ обладает весьма большой дисперсией показателя преломления (напр.,  $\nu_r, C = -3,5$ ), к-рая может быть использована для компенсации вторичного спектра в сочетании с обычными стёклами тина кроу и флинт (см. *Оптическое стекло*). По aberrат. свойствам КЛ аналогична тонкой асферич. линзе с бесконечно большим показателем преломления.

Киноформные оптич. элементы могут быть получены или путём спец. программного управления интенсивностью лазерного пучка, с помощью к-рого производится запись, или с использованием методов фотолитографии. При изготовлении киноформных элементов методами фотолитографии часто непрерывную ф-цию  $\Delta\varphi(x, y)$  заменяют на ступенчатую с шагом  $2\pi/N$ , где  $N$  — число ступеней, как это показано на рис. (в). Дифракц. эффективность К. при этом меньше  $100\%$ , но увеличивается с ростом  $N$ , напр. при  $N=2$ ; 3; 10 дифракц. эффективность равна соответственно 41; 81; 97%.

К. используются в оптич. устройствах для преобразования формы волновых фронтов, формирования изображения в видовой, УФ- или ИК-областях спектра, для коррекции aberrации, контроля асферич. поверхности, ввода информации из ЭВМ и т. н.

Лит.: В л ю с а р е в Г. Г. Оптические системы с фазовыми элементами, «ДАН СССР», 1957, т. 113, № 4, с. 780; Л е с с е м Л. В., И т с е н с Р. М., Л о г а н И. А., The kinoforum: a new wavefront reconstruction device, «IBM J. Res. Develop.», 1969, v. 13, p. 150; К о л ь с е р Р., Б е р н х а р т К., Л и н Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Оптическая голография, под ред. Г. Коффилда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982.

**КИПЕНИЕ** — процесс парообразования в жидкости, включающий рождение пузырьков пара, их рост, движение и взаимодействие; частный случай неравновесного фазового перехода 1-го рода.

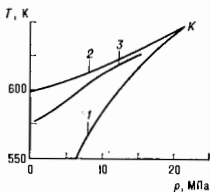
К. вызывается перегревом жидкости, состояние к-рой попадает в область выше линии равновесия (бинодаль, см. рис. к ст. *Ван-дер-Ваальса уравнение*), или понижением давления ниже его значения на линии равновесия жидкость — пар. На диаграмме состояния процесс К. описывается кривой траекторией или точкой внутри области метастабильного (перегретого) состояния (рис.), ограниченной с одной стороны бинодалью, с другой — синодалью, границей термодинамич. устойчивости жидкости. При отрицат. давлении, соответствующем растяжению жидкости, наблюдается *капиллярное* — явление, родственное К.

Давление пара в квазиравновесном пузырьке  $p'$  уравновешивается давлением жидкости  $p''$  и межфазным

натяжением с. В соответствии с *Законом Лапласа* критич. радиус пузыряра (равновесного пузыряра) равен

$$R_{кр} = \frac{2\sigma}{p^* - p'} \quad (1)$$

Давление пара в пузырьке  $p^*$  связано с давлением насыщ. пара над горизонтальной поверхностью жидкости (давлением на бинодали) при той же темп-ре *Кельвина*



Фазовая диаграмма воды:  $p$  — давление;  $T$  — темп-ра;  $K$  — критическая точка воды; 1 — бинодаль; 2 — спинодаль; область между 1 и 2 — область метастабильного, перегретого состояния; 3 — линия достижения в опытах перегрева кипящей жидкости.

уравнением. При  $R < R_{кр}$  пузырьки схлопываются, при  $R > R_{кр}$  — растут.

Рождение пузырька пара в объеме гомогенной жидкости происходит при преодолении энергетич. барьера, равного работе образования критич. пузырька:

$$W = \frac{4}{3} \pi R_{кр}^2 \sigma \quad (2)$$

(ф-ла Гиббса). Энергетич. барьер может быть преодолен в тех областях жидкости, где возникают термодинамич. флуктуации её плотности. Частоту  $J$  рождения флуктуаций. пузырьков описывает теория Фольмера — Зельдовича — Кагана. С хорошей точностью

$$J = 10^{37} \exp(-W/kT) \quad (3)$$

Интенсивное флуктуат. зародышеобразование в гомогенной жидкости развивается при высоких перегревах (напр., в воде при атм. давлении  $J = 10^{10} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , если  $T = 578 \text{ К}$ ).

В объеме неочищенной, не лишённой примесей и растворов газов жидкости и на границах с твёрдой фазой обычно имеются (или временно появляются) зоны предпочтительного рождения пузырьков. К таким центрам  $K$  относятся как спонтанные флуктуационные, так и готовые, уже имевшиеся в жидкости (напр., пузырьки нерастворённого газа, газовые и царевые пузырьки в микроотверстиях на неплотности смоченной поверхности стенок). При развитии  $K$ , готовые центры возобновляются за счёт захвата пара микроторублениями (нормами) на нагреваемой поверхности.

Центрами спонтанного  $K$  могут быть плохо смачиваемые участки (т. е. островки Френкеля) и норы на твёрдой поверхности, зоны повышенной концентрации легкокипящих компоненты (напр., образовавшейся при электролизе), области локального тепловыделения (напр., зоны протекания азотермич. хим. реакций) или локального растяжения (центры кавитации). В центрах спонтанного  $K$ , работа образования критич. пузырька меньше, чем в др. точках объема жидкости, поэтому активация центров  $K$  наблюдается при более низких темп-рах перегрева — при состояниях жидкости, находящихся в области между линиями 1 и 3 на рис.

В квазистационарных режимах  $K$ , обычно обеспечиваются готовыми центрами и перегрев выше линии бинодали левее ( $\sim 10 \text{ К}$ ). В нестационарных процессах существен вклад спонтанных центров  $K$ . При достаточно быстром переводе жидкости в метастабильное, перегретое состояние траектория процесса вскипания на фазовой диаграмме может приближаться к спинодали 2 и осн. процессом становится гомогенное флуктуат. зародышеобразование; такой режим  $K$  наз. ударным, пароброобразование при этом носит взрывной характер.

Пузырек с радиусом  $R > R_{кр}$  растёт со скоростью, определяемой подводом теплоты к жидкости через меж-

фазную поверхность, а также диффузией легко кипящей компоненты (в растворах), вязкостью и инерц. силами. На ранней стадии роста пузырьков скорость ограничивается в первую очередь инерц. силами. Скорость  $\dot{R}$  изменения радиуса определяется ф-лой Рэлея:

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2(p^* - p')}{3\rho}}, \quad (4)$$

где  $\rho$  — плотность жидкости. По мере роста пузырька основными становятся условия тепло- и массопотока к межфазной поверхности, причём ограничение процессом переноса приводит к падению скорости с увеличением времени  $t$  развития пузырька:  $\dot{R} \sim 1/\sqrt{t}$  (асимптотич. стадия роста пузырька). В некоторых случаях теплоты перегрева жидкости достаточно для полного покрытия расхода энергии на пароброобразование. В таких режимах рэлеяевская стадия роста пузырьков, описываемая (4), в однокомпонентных жидкостях продолжается до слияния пузырьков.

Различают объёмное и поверхностное  $K$ . При поверхностном  $K$ , осн. источником жизнеспособных паровых пузырьков является слой жидкости, примыкающий к нагреваемой поверхности. Если осн. объём жидкости имеет темп-ру ниже равновесной темп-ры на бинодали (т. е.  $K$  с недогревом), то пузырьки пара, образовавшиеся вблизи нагреваемой поверхности, попадая при миграции в холодные слои, схлопываются. В сильно недогретой жидкости пузырьки, формирующиеся на нагреваемой поверхности, не достигают отрывного размера вследствие конденсации пара в противоложной от нагревателя части пузырька. Объёмное  $K$  происходит при перегреве во всём объёме жидкости или при понижении давления. В этом случае пузырьки рождаются во всём объёме жидкости или во фронте волны спада давления.

Рост пузырьков при  $K$  оказывает механич. (гидродинамич.) воздействие на систему в целом. В частности, в замкнутом объёме перегретой жидкости по мере увеличения паросодержания растёт давление. В стеснённых дозвуковых стационарных потоках вскипающей жидкости (напр., в трубах) рост паросодержания вниз по течению сопровождается снижением давления, поэтому при истечении кипящей перегретой жидкости из щелей и сопел наблюдается эффект «запирания» — снижение расхода жидкости. Пузырьки пара при росте и схлопывании излучают акустич. энергию (шум  $K$ ). Быстрый рост давления при взрывном  $K$  может привести к разрушению конструкций (паровой взрыв). Пузырьки, всрывающиеся в гравитацион. поле, вызывают доплотит. конвективные потоки, что способствует перемешиванию жидкости, а поверхностное  $K$  эффективно возбуждает турбулентное движение пристеночного слоя жидкости.

Поверхностное  $K$  широко используется для интенсивного охлаждения поверхности (теплосъёма). Количество, характеризующее эффективность теплосъёма служит коэф. теплоотдачи  $\alpha$ , определяемый как отношение плотности теплового потока  $q$  к перепаду темп-ры  $\Delta T$  между нагретой поверхностью и жидкостью. При развитии стационарном  $K$ , темп-рой жидкости считают темп-ру на бинодали. С ростом перепада темп-ры  $\Delta T$  по мере развития  $K$ , коэф. теплоотдачи растёт  $\propto (\Delta T)^{3/2}$  (показатель степени  $n$  меняется в пределах от 2 до 3). При достаточно высоком локальном паросодержании в приграничном слое жидкости пузырьки начинают взаимодействовать между собой, образуя паровые полости сложной формы.

При скорости стационарного отвода теплоты от поверхности нагревателя выше нек-рого макс. значения начинает проявляться неустойчивость встречных потоков жидкости и пара (неустойчивость Тельмигольда). В результате на нагревателе образуется плёнка пара, резко снижающая коэф.  $\alpha$  и поток  $q$  (кризис  $K$ ). Если паровой слой покрывает всю нагреваемую поверхность,

то К. наз. плёночными. На границе пар — жидкость в этом случае возбуждаются поверхностные волны, на гребнях к-рых образуются крупные вихари пара, к-рые затем отрываются. Переход от пузырькового К. к плёночному нац. нервным кризисом К., обратный переход — вторым кризисом К. Второй кризис К. объясняется неустойчивостью межфазной границы пар — жидкости (неустойчивость Тейлора). В опытах с водой при атм. давлении и в условиях естеств. конвекции первый кризис К. наступает при  $\Delta T \approx 30$  К ( $q=0,9$  МВт/м<sup>2</sup>), второй — при  $\Delta T \approx 130$  К ( $q=0,2$  МВт/м<sup>2</sup>).

При независимом задании теплового потока (напр., при прохождении элктрич. тока или радиац. обгеве) наблюдается неоднозначная зависимость  $\Delta T$  от  $q$  (гистерезис темп-ры), вывавшая тем, что тепловой поток в условиях наступления первого кризиса К. больше, чем тепловой поток в условиях второго кризиса К. В стационарных режимах поверхностного К. с подогревом при значит. перегревах пограничного слоя жидкости переход к плёночному К. может произойти без стадии развитого пузырькового К. При ударном режиме К. темп-ра перехода к плёночному К. (термодинамич. кризис К.) вычисляется с помощью теории флукутуац. зародышеобразования.

Применение процесса К. в науке и технике разнообразно. Его используют для увеличения поверхности испарения в орнелит. установках, визуализации треклов элементарных частиц в пузырьковой камере, в холлоидальной технике, процессах ректификации и т. д. Лит.: Сиринков В. П., Метастабильная жидкость, М., 1972; Дессин Е. И., Кипение жидкостей, М., 1973; Кутагадар С. С., Никориков В. В., Тепло-массообмен и волны в газожидкостных системах, Новосибир., 1984. П. А. Павлов.

**КИРАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ** (хиральная симметрия) (от греч. *chirai* — рука) с и л ь н о г о в з а и м о д е й с т в и я — приближённая симметрия сильного взаимодействия относительно преобразований, меняющих чётность (киральные преобразования); см. *Киральные поля*.

Согласно совр. точке зрения, сильное взаимодействие описывается квантовой хромодинамикой (КХД) — калибровочной теорией взаимодействия цветных кварков и глюонов. Лагранжиан КХД содержит поля кварков  $q = u, d, s$ , массы к-рых малы в масштабе масс, характерных для сильного взаимодействия ( $\sim 1$  ГэВ в системе единиц  $\hbar = c = 1$ ). Более точная формулировка этого утверждения затруднена тем, что свободные кварки не существуют из-за явления т. н. конфайнмента (*удержания цвета*). Можно, однако, говорить о массах кварков при квадратах переданного импульса, напр., порядка 1 ГэВ<sup>2</sup>. Тогда массы примерно равны:

$$m_u \approx 3 \text{ МэВ}, m_d \approx 5 \text{ МэВ}, m_s \approx 125 \text{ МэВ}. \quad (1)$$

Если пренебречь массами кварков, то поля  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков не различаются и лагранжиан КХД инвариантен относительно вращений в пространстве тина (аромата) кварков (см. *Внутренняя симметрия*), при к-ром  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварки переходят друг в друга. При этом влествене векторного характера взаимодействия кварков с глюонами можно независимо вращать левые и правые составляющие кварковых полей  $q_L, q_R$ . Преобразования такого рода характеризуются 8 независимыми параметрами  $\xi_R^a$  для левых частиц и 8 параметрами  $\xi_R^a$  для правых ( $a=1, \dots, 8$ ):

$$q_{L(R)} \rightarrow \left( 1 + i \sum_{a=1}^8 \xi_R^a (t_R)^a \right) q_{L(R)}, \quad (2)$$

где  $t^a$  — Гелл-Манн матрицы, действующие в пространстве аромата кварков  $u, d, s$ .

Если  $\xi_R^a = \xi_R^a$ , то преобразования (2) сохраняют чётность. Инвариантность относительно таких преобразований имеет место и в том случае, когда массы кварков отличны от нуля, но равны между собой,  $m_u = m_d =$

$= m_s \neq 0$  (исторически такая возможность обсуждалась в то время). Как следует из (1), сейчас нет оснований полагать, что приближение равных масс кварков лучше приближения нулевых масс. В последнем случае лагранжиан инвариантен относительно преобразований и с  $\xi_R^a = -\xi_R^a$ , к-рые не сохраняют чётность (при преобразовании чётности, т. е. пространственной инверсии,  $q_L \leftrightarrow q_R$ ) и наз. киральными преобразованиями.

С матем. точки зрения инвариантность относительно преобразований (2) означает киральную  $SU(3) \times SU(3)$ -симметрию лагранжиана сильного взаимодействия. Если считать, что  $m_s \neq 0$ , но по-прежнему  $m_u = m_d = 0$ , то инвариантность лагранжиана сводится к группе К. с.  $SU(2) \times SU(2)$ . Наконец, в приближении  $m_u = m_d \neq 0$  остаётся только  $SU(2)$ -симметрия, к-рая отождествляется с изотопической инвариантностью сильного взаимодействия.

Исторически приближённая  $SU(3) \times SU(3)$ -симметрия была открыта до того, как была сформулирована КХД. Феноменологически эта симметрия проявляется в существовании восьми относительно лёгких псевдоскалярных мезонов  $\pi^\pm, \rho^0, K^\pm, K^0, \bar{K}^0, \eta$  и в определённых соотношениях между амплитудами взаимодействия этих мезонов. Точной  $SU(3) \times SU(3)$ -симметрии соответствует приближение нулевых масс кварков; в спектре адронов ей отвечает приближение  $m_K^\pm = m_K^0 = m_\eta = 0$ . Точная  $SU(2) \times SU(2)$ -симметрия требует только  $m_K^\pm = 0$ . Безмассовость мезонов отвечает при этом спонтанному нарушению К. с. (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) — неведоскалярные мезоны являются *голдстоуновскими бозонами*. Соотношения между амплитудами рассеяния этих мезонов можно получить, исходя из алгебры токов и используя частичное сохранение соответствующего аксиального тока (см. *Аксиального тока частичное сохранение*).

Лит.: Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Частичное сохранение аксиального тока и процессы с мезонными м-мезонами, «УФН», 1970, т. 100, с. 225; Вайнштейн А. И. и др., Чармоний и квантовая хромодинамика, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Рамош П., Теория поля, пер. с англ., М., 1984. В. И. Захаров.

**КИРАЛЬНОСТЬ**, чаще употребляется *хиральность* — то же, что *энантиомеризм*.

**КИРАЛЬНОСТЬ** — сохраняющееся квантовое число в теориях полей, обладающих киральной симметрией. В физ. приложениях киральные преобразования, как правило, меняют пространств. чётность состояния. Примером может служить лагранжиан  $L$ , описывающий взаимодействие Дирака поля  $\psi(x)$  со скалярным полем  $\sigma(x)$  и псевдоскалярным полем  $\pi(x)$ :

$$L = \bar{\Psi} \gamma_\mu \partial_\mu \Psi + \bar{\Psi} (\sigma + i\gamma_5 \pi) \Psi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial_\mu \sigma + \frac{1}{2} \partial_\mu \pi \partial_\mu \pi - V(\sigma^2 + \pi^2), \quad (1)$$

где черта над  $\psi$  означает дираковское сопряжение,  $\mu$  — лорендов индекс ( $\mu=0, 1, 2, 3$ ),  $\gamma_\mu$  — Дирака матрицы,  $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ ,  $\partial_\mu$  — производная по координате,  $V$  — произвольная ф-ция аргумента ( $\sigma^2 + \pi^2$ ) ( $x$  — точка пространства-времени; но повторяющемуся индексу  $\mu$  предполагается суммирование). Инфинитесимальные киральные преобразования имеют вид

$$\delta\psi = i\beta\gamma_5\psi, \quad \delta\sigma = 2\beta\pi, \quad \delta\pi = -2\beta\sigma, \quad (2)$$

где  $\beta$  — параметр преобразования. Правое  $\psi_R$  и левое  $\psi_L$  поля,

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi, \quad \psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi,$$

являются диагональными при этих преобразованиях, т. е. преобразуются сами через себя. Поэтому  $\psi_L$  и  $\psi_R$  (соответствующие лево- и правовитому синорным частицам) представляют собой собств. ф-ции генератора киральных преобразований и отвечающие им

собств. значения, или  $K$ , равны (при определённой нормировке)  $\pm 1$ . Т. е., для свободных спиновых частиц классификация по  $K$  совпадает с классификацией по *спиральности*, т. е. по проекции спина на направление движения. Для взаимодействующих частиц сохранение спиральности непосредственно следует из сохранения полного момента.

Однако для взаимодействующих частиц сохранение  $K$  не сводится к сохранению момента, т. е. спиральности. Это видно уже из того, что в приведённом примере  $K$  обладают и скалярные частицы, спиральность  $k$ -рых всегда равна нулю. Если, напр., спиновая частица с определённой спиральностью переходит в спиновую и скалярную частицы, то из сохранения спиральности следует только, что проекция полного момента конечных частиц на направление движения начальной частицы равна спиральности последней. Если же лагранжиан обладает и киральной инвариантностью, то возникают дополнит. следствия для амплитуд перехода. В рассматриваемом примере киральная инвариантность означает равенство вероятностей переходов с испусканием скалярной ( $\sigma$ ) и псевдоскалярной ( $\pi$ ) частиц.

В контексте реальности, кирально-инвариантных теорий чаще всего обсуждаются спиновая *квантовая электродинамика* (КЭД), *квантовая хромодинамика* (КХД) и феноменологич. лагранжианы сильного взаимодействия. Точной киральной инвариантности отвечают случаи нулевых масс соответственно электрона, кварков или  $\pi$ -мезона. Хотя в действительности ни один из перечисл. масс не равен нулю, пренебрежение этими массами часто оправдан.

В безмассовой спиновой КЭД или КХД законов преобразования спинорного поля представляется подобно (2). Электромагнитное же и глюонные поля не меняются при киральных преобразованиях, т. е. имеют нулевую  $K$ . Из сохранения  $K$  в этом случае следует сохранение спиральности фермиона даже с учётом взаимодействия. Если, напр., при испускании фотона спиральность электрона изменяется, то это не противоречит закону сохранения полного момента. Однако для безмассовых электронов такой процесс запрещён сохранением  $K$ .

В случае КХД формулировать следствия из сохранения  $K$  в терминах спиральностей кварков удобно лишь для расчётов в рамках теории возмущений. В общем случае, поскольку свободные кварки ненаблюдаемы, следует обратиться к феноменологич. лагранжианам, описывающим взаимодействия адронов,  $k$ -рые должны обладать той же группой симметрии, что и фундам. лагранжиан КХД. Если пренебрегать массами  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков, то лагранжиан КХД обладает киральной  $SU(3)$ -симметрией, что отвечает возможности наряду с чётностью состояния менять тип (аромат) кварка. Более того, киральная симметрия реализуется для адронов нелинейным образом, и следствия из этой симметрии сводятся к соотношениям между амплитудами процессов с испусканием разного числа мягких (малой энергии)  $\pi$ - или  $K$ -мезонов.

Следствия из киральной инвариантности часто формулируют в терминах сохраняющегося  $k$  и  $r$  див. и о г о т о к а  $a_\mu$ . В случае безмассовой КЭД, напр., речь идёт о токе

$$a_\mu = i\bar{\psi}\gamma_5\psi.$$

дивергенция  $k$ -рого пропорциональна массе спинорного поля:

$$\partial_\mu a_\mu = 2im\bar{\psi}\gamma_5\psi$$

(здесь не учитывается т. н. *аномалия*). Генератором киральных преобразований, как обычно, служит интеграл по пространству от нулевой компоненты тока:

$$Q = \int d^3x a_0(x).$$

Выше предпологалось, что  $K$  эл.-магн. поля равна нулю. Однако в некоторых случаях представление о  $K$

эл.-магн. поля может оказаться также полезным. Так, известно, что лево- (право-) винтовой фотон, распространяясь в произвольном внешнем гравитаци. поле, не меняет своей спиральности даже с учётом взаимодействия. Т. е. в этом случае правильно говорить о  $K$  фотона. В терминах напряжённости эл.-магн. поля комбинацией, обладающей определённой  $K$ , будет  $\vec{E} + i\vec{H}$ , где  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  — напряжённости соответственно элентрик. и магн. полей. Более того, урния Максвелла инвариантны относительно преобразований, меняющих чётность,

$$\delta F_{\mu\nu} = \beta \tilde{F}_{\mu\nu}$$

где  $F_{\mu\nu}$  — тензор напряжённости эл.-магн. поля,  $\tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}F_{\alpha\beta}$ ,  $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$  — полностью антисимметричный тензор. Эта инвариантность урний Максвелла и соответствует сохранению спиральности фотона, распространяющегося в гравитаци. поле. Следствия из сохранения  $K$  в этом случае можно сформулировать, введя в рассмотрение ток  $K_\mu$ :

$$K_\mu = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}A_\nu\partial_\alpha A_\beta,$$

где  $A_\mu$  — вектор-потенциал. Плотности тока не являются калибровочно-инвариантной (см. *Калибровочная инвариантность*), но соответствующий заряд,  $\int K_0 d^3x$ ,

не меняется при калибровочных преобразованиях и может быть использован для классификации состояний. Ток  $K_\mu$  не сохраняется:  $\partial_\mu K_\mu = F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}$ . Однако можно доказать, что все матричные элементы от  $\partial_\mu K_\mu$  для переходов в состоянии с любым числом гравитонов должны обращаться в нуль:

$$\langle 0 | \partial_\mu K_\mu | n_g \rangle = 0,$$

где  $|0\rangle$  — вакуумное состояние,  $|n_g\rangle$  — состояние с  $n$  гравитонами. (В действительности это соотношение в случае  $n=2$  нарушается киральной аномалией.)

Следует отметить, что о киральных преобразованиях часто говорят и без связи с изменением чётности. В математике наиб. общим (локально) киральным полем наз.  $\phi$ -ция  $\phi(x)$ , определённая на  $k$ -мерном евклидовом пространстве  $R^k$  со значениями в  $k$ -мерном нелинейном многообразии  $M$ . Простейшим примером понимаемого так кирального поля является т. н.  $n$ -поле. Лагранжиан  $n$ -поля такой же, как для  $n$  независимых скалярных полей  $\sigma_i$ :

$$L = \sum_{i=1}^n \partial_\mu \sigma_i \partial_\mu \sigma_i.$$

Однако накладывается дополнит. условие: сумма квадратов полей  $\sigma_i$  равна 1:  $\sum_{i=1}^n \sigma_i^2 = 1$ . Т. е. в данном случае нелинейное многообразие  $M$ , о  $k$ -ром идёт речь в определении кирального поля, представляет собой сферу. Очевидно, что теория инвариантна относительно поворотов в пространстве значений полей  $\sigma_i$  — это и есть киральные преобразования. Использование термина «киральные поля» в этом случае связано с тем, что фактически речь идёт об обобщении взаимодействия скалярных (и псевдоскалярных) полей, входящих в лагранжиан (1) (в отсутствие связи с фермионами различать скалярные и псевдоскалярные поля не имеет смысла).

Лит.: Рамон П., Теория полей, М., 1984, гл. 1; Дубовик В. А., Невзиков С. П., Фомченко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986, гл. 8.

В. И. Захаров.

**КИРАЛЬНЫЕ ПОЛЯ** — поля, преобразующиеся по определ. представлению группы киральных преобразований — преобразований симметрии, по коммутирующих с операцией отражения пространственных координат (*пространственной инверсии*), т. е. не обладающих

опред. четностью. Конкретный вид киральных вид образований может быть разным, в частности он зависит от спин-тензорной и изотонич. структуры поля.

Классич. примером киральных преобразований могут служить вращения дираковского спинора (см. Дирака поле) с фазой, пропорциональной  $\gamma_5$ , где  $\gamma_5$  — Дирака матрица (см. ниже). Четырёхкомпонентное поле Дирака  $\psi$  можно представить в виде композиции двух двухкомпонентных, или вейлевских, спиноров  $\varphi^\alpha$  ( $\alpha = 1, 2$ ):

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi_L^\alpha \\ \varphi_R^\alpha \end{pmatrix},$$

где индексы  $L$  и  $R$  означают левый и правый вейлевский спинор. Соответственно ноль

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \varphi_L^\alpha \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_R^\alpha \end{pmatrix}$$

называют левым и правым полями или полями левой и правой части. Эта терминология отражает тот факт, что при нулевой массе частицы поля  $\Psi_L$  или  $\Psi_R$  имеют определённую (левую или правую) спиральность.

Левый вейлевский спинор определён законом преобразования при лоренцовых вращениях системы отсчёта  $x$  в систему отсчёта  $x'$ :

$$\varphi_L^\alpha \rightarrow \exp \left\{ \frac{i\sigma}{2} (\omega + i\nu) \right\} \varphi_L^\alpha. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma$  — Паули матрицы,  $\omega$ ,  $\nu$  — векторы, параметризующие преобразования Лоренца;  $\nu$  — вектор в направлении скорости пространственной системы координат  $x'$  относительно системы координат  $x$ ,  $\omega$  — вектор вращения системы  $x'$  относительно  $x$ . При отражении пространственных координат  $\nu \rightarrow -\nu$ ,  $\omega \rightarrow \omega$ , поэтому левый спинор переходит в правый,  $x$ -ый задан своим законом преобразования, отличающимся от (1) знаком перед вектором  $\nu$ :

$$\varphi_R^\alpha \rightarrow \exp \left\{ \frac{i\sigma}{2} (\omega - i\nu) \right\} \varphi_R^\alpha. \quad (2)$$

Действие матрицы  $\gamma_5$  на правый и левый спиноры отличается знаком:

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}; \quad \gamma_5 \begin{pmatrix} \varphi_L \\ \varphi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_L \\ -\varphi_R \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $I$  — единичная матрица  $2 \times 2$ . Киральным преобразованием дираковского спинора  $\psi$  служит операция

$$\psi \rightarrow \exp(i\beta\gamma_5)\psi, \quad (4)$$

где  $\beta$  — параметр преобразования. Поля  $\psi_L$  и  $\psi_R$  являются при этом К. п. и преобразуются по закону:

$$\psi \rightarrow \exp(i\beta)\psi_L, \quad \psi_R \rightarrow \exp(-i\beta)\psi_R. \quad (5)$$

Если имеется неск. дираковских полей, отвечающих, напр., разл. кваркам, то киральные преобразования могут включать в изменение сорта (аромата) кварка, напр. изотонич. вращения (см. Изотоническая инвариантность).

Киральные преобразования можно определять и для бозонных полей. Если есть, напр., скалярное поле  $\sigma$  и псевдоскалярное поле  $\lambda$ , то киральным является преобразование вида

$$\delta\sigma = \varepsilon\lambda, \quad \delta\lambda = -\varepsilon\sigma,$$

где  $\varepsilon$  — параметр преобразования. При наличии неск. подобных полей (напр., полей  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ) киральные преобразования также могут включать изменение сорта частиц.

Киральные преобразования особенно интересны в тех случаях, когда соответствующий лагранжиан инвариантен относительно таких преобразований.

Лит.: Паули П., Теория поля, пер. с англ. — М., 1984. В. И. Захаров.

КИРХГОФА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ — один из осн. законов теплового излучения, устанавливающий зависимость между испусканием и поглощением эл.-магн. излучения телом. Открыт Г. Р. Кирхгофом (Г. Р. Kirchhoff) в 1859, положил начало развитию теории равновесного теплового излучения.

Согласно К. з. и., отношение *испускательной способности* тела (поверхности непрозрачного тела) к его *поглощательной способности* одинаково для всех тел и является универсальной ф-цией частоты  $\nu$  (или длины волны  $\lambda$ ) излучения и абс. темп-ры  $T$ ; эта ф-ция определяется *Планка законом излучения*. К. з. и. справедлив для теплового излучения любой частоты, как искусственного элемента поверхности тела в нек-ром направлении, так и искусственного во всех направлениях (т. е. в пределах телесного угла  $2\pi$ ).

Испускат. способность в заданном направлении  $B_{\nu, T}$  (энергетич. яркость поверхности) определяется потоком энергии излучения, испускаемым с единицы поверхности за единицу времени в этом направлении (в расчёте на единицу телесного угла), а поглодат. способность  $A_{\nu, T}$  — отношением поглощённой энергии к энергии падающего излучения. К. з. и. для этого случая имеет вид

$$\frac{B_{\nu, T}}{A_{\nu, T}} = B_{\nu, T}^{(0)} = I_{\nu, T},$$

где  $B_{\nu, T}^{(0)}$  — испускат. способность абсолютно чёрного тела (для пера  $A_{\nu, T} = 1$ ) в заданном направлении, одинаковая во всех направлениях и совпадающая с интенсивностью  $I_{\nu, T}$  равновесного излучения при темп-ре  $T$  (см. Излучение равновесное).

Испускат. способность во всех направлениях в пределах телесного угла  $2\pi$  получается интегрированием потока энергии излучения  $B_{\nu, T} \cos \theta d\Omega$ , испускаемого в телесном угле  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$  ( $\theta$  — угол между направлением и нормалью к поверхности тела,  $\varphi$  — азимут), но  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$  и по  $\varphi$  от 0 до  $2\pi$ , т. е.

$$\varepsilon_{\nu, T} = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} B_{\nu, T} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = \varepsilon_{\nu, T}^{(0)} A_{\nu, T},$$

где

$$A_{\nu, T} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} A_{\nu, T} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi$$

поглодат. способность тела по отношению к падающему на него равновесному излучению,  $\varepsilon_{\nu, T}^{(0)} = \pi I_{\nu, T}$  — испускат. способность абсолютно чёрного тела, совпадающая с потоком энергии равновесного излучения за единицу времени через единичную площадку в одну сторону. К. з. и. принимает вид

$$\frac{\varepsilon_{\nu, T}}{A_{\nu, T}} = \varepsilon_{\nu, T}^{(0)}.$$

К. з. и. выводится из предположения о полном термодинамич. равновесии излучения с веществом и строго справедлив лишь для равновесного теплового излучения, в частности для излучения, заполняющего замкнутую полость при темп-ре  $T$ . Однако он с хорошей точностью применим к теплому излучению, искусственному с поверхности тела, нагретого до высокой темп-ры, в окружающую более холодную среду, собственное излучение к-рой мало по сравнению с излучением данного тела, так что можно рассматривать эту среду как вакуум (разумеется, что для поддержания стационарного состояния необходимо подводить к излучающему в вакуум телу энергию).

При рассмотрении равновесия излучения с заполняющим объём разреженным веществом (газом, жидкостью), в частности локального термодинамич. равновесия, К. з. и. устанавливает связь коэф. испускания  $J_{\nu, T}$  (объёмной *испускательной способности*) — потока энер-

гия излучения частоты  $\nu$ , испускаемого единичным объёмом вещества за единицу времени в нек-ром направлении (в расчёте на единицу телесного угла), и коэф. поглощения  $\kappa_{\nu, T}$ , определяющего уменьшение интенсивности излучения  $I_{\nu, T}$  на единице длины вследствие поглощения, равное  $\kappa_{\nu, T} I_{\nu, T}$ . При равновесии в объёме излучения с веществом поглощённая энергия  $\kappa_{\nu, T} I_{\nu, T}$  компенсируется испущенной энергией  $J_{\nu, T}$  и К. з. я. имеет вид

$$\frac{J_{\nu, T}}{\kappa_{\nu, T}} = I_{\nu, T}.$$

Эта форма записи К. з. я. используется в теории переноса излучения, в частности в её применении к звёздным атмосферам (см. *Звёзды*) и плазме.

**КИРХГОФА ЗАКОН ОБОБЩЕНИЯ** — устанавливает связь между спектральными плотностями (корреляторами) флуктуаций эл.-магн. поля, порождаемого ватными телами и смешанными тепловыми потерями (во всех указ. телах) полей всмогата. источников (М. Л. Левина, 1955).

Вклады в корреляторы от отд. тел аддитивны. Для нахождения вклада данного тела в корреляторы, напр. элтрич. поля в точках  $x_1$  и  $x_2$  на частоте  $\omega$ , необходимо прежде всего найти смешанные тепловые потери (в рассматриваемом теле) полей от точечных источников, расположенных в точках  $x_1$  и  $x_2$ . Соответственно этим источникам плотности элтрич. токов записываются в виде

$$j_1^e = \text{Re} [E_1 \exp(-i\omega t)] \delta(x - x_1),$$

$$j_2^e = \text{Re} [E_2 \exp(-i\omega t)] \delta(x - x_2).$$

Усреднённые по периоду  $2\pi/\omega$  тепловые потери  $Q$  (в рамках линейной макроскопич. электродинамики) представляют собой квадратичную форму относительно  $I_1$  и  $I_2$ :

$$Q = Q_{11}(x_1 I_1; x_1 I_1) + Q_{22}(x_2 I_2; x_2 I_2) + \\ + Q_{12}(x_1 I_1; x_2 I_2) + Q_{21}(x_2 I_2; x_1 I_1).$$

Одн. слагаемые, входящие в это выражение, имеют след. смысл:  $Q_{11}(x_1 I_1; x_1 I_1)$ ,  $Q_{22}(x_2 I_2; x_2 I_2)$  — тепловые потери полей, порождаемых каждым из источников  $j_1^e$ ,  $j_2^e$  в отдельности, а  $Q_{12}(x_1 I_1; x_2 I_2)$  — смешанные тепловые потери полей источников  $j_1^e$ ,  $j_2^e$ , \* означает комплексное сопряжение.

Согласно К. з. о., вклад от рассматриваемого тела в коррелятор элтрич. поля  $\langle E_1(x_1) E_2^*(x_2) \rangle$ , где  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по ансамблю случайных источников,  $E_1(x_1) = I_1 E(x_1)$ ,  $E_2(x_2) = I_2 E(x_2)$ , след. образом выражается через смешанные тепловые потери:

$$\langle E_1(x_1) E_2^*(x_2) \rangle = 2\pi^{-10}(\omega, T) Q_{e\omega}(I_1 x_1; I_2 x_2).$$

Здесь  $T$  — темп-ра тела,  $\theta(\omega, T) = (\hbar \omega / 2\pi \text{cth}(\hbar \omega / 2kT))$ . Аналогичные результаты имеют место и для корреляторов  $\langle H_1(x_1) H_2^*(x_2) \rangle$ ,  $\langle E_1(x_1) H_2^*(x_2) \rangle$ . При этом в К. з. о. в первом случае будут входить смешанные тепловые потери магн. токов  $j_1^m$  и  $j_2^m$ , а во втором случае — смешанные тепловые потери полей элтрич. (в точке  $x_1$ ) и магн. (в точке  $x_2$ ) токов.

К. з. о. представляет собой обобщение классич. *Кирхгофа закона излучения*, причём сразу в неск. направлениях: можно находить произвольные корреляторы теплового эл.-магн. поля, а не только те, к-рые определяют поток и плотность энергии; появляется возможность находить корреляторы полей, вшитых в несопадающих точках  $x_1$  и  $x_2$ ; снимаются к-л. ограничения на соотношение между длиной волны теплового излучения и характерными масштабами задачи (размеры излучающего тела, расстояние от точки наблюдения до поверхности тела и т. п.); К. з. о. применим и для гиротронных сред при наличии пост. внешнего магн.

поля  $B$ , при этом смешанные тепловые потери должны вычисляться в обратном направлении, т. е. в поле —  $B$ .

При наличии неск. тел, находящихся при разных темп-рах, вся система в целом термодинамически неравновесна. Использование К. з. о. в этом случае основывается на предположении, что явлениями переноса (теплопроводностью и т. п.) можно пренебречь.

*Лит.*: Левин М. Л., Рытов С. М., Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, М., 1967; Введение в статистическую радиофизику ч. 2 — Рытов С. М., Кравацов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, В. Г. Полюсов, М., 1978.

**КИРХГОФА МЕТОД** — приближённый метод решения задач теории *дифракции волн*, пригодный для отскапания дифрагированного поля при прохождении волн через большие (в масштабах длины волны  $\lambda = 2\pi/k$ ) отверстия в экранах. Скалярное волновое поле  $\psi(r, t)$  ( $r$  — радиус-вектор,  $t$  — время), удовлетворяющее линейному *волновому уравнению*, можно выразить через значения  $\psi(r, t)$  и её первой производной на произвольной замкнутой поверхности  $S$ , окружающей точку наблюдения (точку поля  $r_f$ ). Это одна из равнозначностей *Гюйенса — Френеля принципа*, согласно к-рому поле в точке  $r_f$  можно интерпретировать как результат суперпозиции вторичных волн, испускаемых условными источниками на  $S$ . Строгое матем. выражение для поля было первоначально получено Г. Гельмгольцем (H. Helmholtz) и обобщено Г. Р. Кирхгофом в 1883.

В случае  $\psi(r, t) = \psi(r) \exp(-i\omega t)$  ( $\omega$  — угл. частота) соответствующее интегральное представление имеет вид

$$\psi(r_f) = -\frac{i}{4\pi} \int_S \left\{ \psi(r_s) \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikR}}{R} \right) - \frac{\partial \psi(r_s)}{\partial n} \frac{e^{ikR}}{R} \right\} dS,$$

где  $\psi(r_s)$  — поле в точке  $r_s$  — на поверхности  $S$ , охватывающей точку  $r_f$ ;  $n$  — нормаль к  $S$ , направленная в сторону точки наблюдения  $r_f$ ;  $R = |r_f - r_s|$ . Т. о., роль вспомогат. источников на  $S$  играют величины  $\psi(r_s)$  и  $\partial\psi/\partial n|_{r_s}$ . Для эл.-магн. волн им можно придать смысл элтрич. или магн. зарядов и токов, распределённых по  $S$ . Строго говоря, для однозначного определения волн  $\psi(r_f)$  достаточно задания на  $S$  либо  $\psi(r_s)$ , либо  $\partial\psi/\partial n|_{r_s}$ , так что их одноврем. задание должно быть согласованным с полным полем — падающим (внеш.) и дифрагированным. Иногда допустимо задание  $\psi$  и  $\partial\psi/\partial n$  на  $S$ , согласованное только с внеш. полем. В этом суть приближения в К. м. В частности, для задачи о падении волны на бесконечный (идеально отражающий) плоский экран с отверстием, размеры к-рого  $l \gg \lambda$ , поверхность  $S$  составляется из трёх частей:  $S = S_{\infty} + S_{\text{экран}} + S_{\text{отв}}$ . На участке  $S_{\text{экран}}$ , совмещённом с идеальным экраном, полагают  $\psi = \partial\psi/\partial n = 0$ , на участке  $S_{\text{отв}}$  натают от на раскрыт. отверстия,  $\psi$  и  $\partial\psi/\partial n$  соответствуют падающей невозмущённой волне и, наконец, на участке  $S_{\infty}$ , замыкающем поверхность по бесконечно удалённой полусфере, задают *Зоммерфельда условия излучения*. Это приближение исходит из картины искажения экраном падающего поля, соотв. геом. оптике, и потому оно тем точнее, чем больше размеры отверстия. Такой решёт задания поля наз. граничными условиями *Кирхгофа* и составляет основу К. м. в теории дифракции. При этом ф-ция  $\psi(r_f)$ , определяемая интегральным представлением, хорошо соответствует точному решению вблизи освещённой области. К. м. может давать заметные отклонения вдали от неё. К. м. приводит к строгому решению задачи для источников, заданных по падающему полю на  $S_{\text{отв}}$  и дополненных эквивалентными линейными зарядами и токами для компенсации разрывов в распределении  $\psi$  и  $\partial\psi/\partial n$ .

К. м. применяется для приближённого отыскания скалярных полей разл. природы; существуют обобщения на случай векторных и тензорных волновых полей.

Лит.: Хенл Х., Мауэ А., Вестифаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; Борн М., Волдыф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979; Вагапов Е. Б., Кацеленбаум Б. З., Основы теории дифракции, М., 1982. Ю. А. Данилюков.

**КИРХГОФА ПРАВИЛА** (законы Кирхгофа) — регламентируют распределение постоянного тока в разветвлённых электрических цепях. Установлены Г. Р. Кирхгофом в 1847.

Первое К. п. — алгебраич. сумма сил токов, сходящихся в точке разветвления (узле) цепи (рис. 1), равна нулю

$$\sum_{k=1}^M I_k = 0, \quad (1)$$

где  $M$  — число ветвей. Знаки токов, текущих к узлу и от него, считаются противоположными. Это правило является следствием закона сохранения электрич. заряда.

Во втором К. п. — в любом замкнутом контуре  $L$ , выделенном в цепи квазилинейных (т. е. поперечные размеры к-рых значительно меньше их длины и радиуса продольной кривизны) проводников (рис. 2), алгебраич. сумма сторонних эдс  $\mathcal{E}_n$  равна алгебраич. сумме падений напряжения  $V_n = R_n I_n$  на последовательных участках этого контура:

$$\sum_{n=1}^N V_n = \sum_{n=1}^N I_n R_n = \sum_{n=1}^N \mathcal{E}_n, \quad (2)$$

где  $I_n$  — ток,  $R_n$  — сопротивление  $n$ -го участка,  $N$  — число участков. Знак тока  $I_n$  положительн при совпадении его направления с условием выбранным направле-

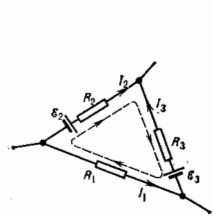


Рис. 2

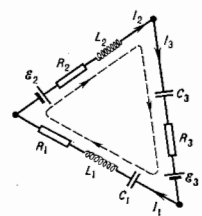


Рис. 3

нием обхода по контуру, а знак  $\mathcal{E}_n$  положителен, если эдс повышает разность потенциалов (напряжение) в этом направлении. Второе К. п. является следствием Ома закона и потенциальности эл.-статич. поля.

В квазиэстационарном случае ситуация усложняется. Прежде всего, электрич. поле в соответствии с Фарадеи законом эл.-магн. индукции перестаёт быть потенциальным. Затем токи проводимости могут замыкаться через точки смещения, как это имеет место при включении в цепь ёмкостных элементов. Наконец, распределение плотности тока по сечению проводника может быть неравномерным и зависит от частоты процесса (скин-эффект), что приводит к необходимости уточнения понятия квазилинейного проводника — его поперечные размеры должны быть значительно меньше толщины скин-слоя. В результате для одиночного контура

(когда вливающим др. контуров можно пренебречь) с сосредоточенными параметрами (рис. 3) в предположении, что магн. поток сосредоточен внутри индуктивных элементов, а ток смещения — внутри ёмкостных, вместо (2) получается ур-ние

$$\sum_{n=1}^N \left\{ L_n \frac{dI_n}{dt} + I_n R_n + \frac{1}{C_n} \int I_n dt \right\} = \sum_{n=1}^N \mathcal{E}_n, \quad (3)$$

где  $L_n$  — индуктивность,  $C_n$  — ёмкость  $n$ -ного участка.

Для гармонич. процессов, используя комплексную запись зависимости от времени ( $I = I_0 e^{i\omega t}$ ,  $\omega$  — круговая частота), можно придать (3) форму (2), если  $R_n$  заменить на соответствующий комплексный импеданс  $Z_n$ :  $R_n \rightarrow Z_n = i\omega L_n + R_n + 1/(i\omega C_n)$ . С определ. оговорками К. п. могут быть обобщены на цепи, содержащие нелинейные элементы.

К. п. используются для расчёта электрич. цепей применительно к разнообразным потребностям электро- и радиотехники.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 3 изд., М., 1983; Си и Ухлин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983.

**КИРХГОФА ФОРМУЛА** — ф-ла, выражающая регулярное решение  $u(x, t)$  неоднородного волнового уравнения в трёхмерном пространстве

$$\Delta u - c^{-2} u_{tt} = f(x, t) \quad (1)$$

через нач. данные задачи Коши  $u(x, 0) = \varphi(x)$ ,  $u_t(x, 0) = \rho(x)$  и объёмный запаздывающий потенциал  $v(x, t)$  с плотностью  $f(y, t)$ :

$$u(x, t) = v(x, t) + (4\pi c^2 t)^{-1} \int_S \rho(y) dS_y + (4\pi c^2)^{-1} (\partial/\partial t) t^{-1} \int_S \varphi(y) dS_y, \quad (2)$$

где  $\rho(x)$ ,  $\varphi(x)$  — соответственно дважды и трижды непрерывно дифференцируемые ф-ции,  $S$  — сфера радиуса  $ct = |x - y| = [(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2]^{1/2}$  с центром в точке  $x$ ,  $x = (x_1, x_2, x_3)$ ,  $y = (y_1, y_2, y_3)$ ,  $v(x, t) = - \int_{r < ct} (4\pi r)^{-1} f(y, t - r/c) dy$ ,  $r = |x - y|$ , а ф-ция — дважды

дифференцируемая ф-ция. При  $f(x, t) = 0$  ф-ция  $u(x, t)$  определяется значениями  $\varphi(x)$ ,  $\partial\varphi/\partial n$ ,  $\rho(x)$ , взятыми на сфере  $S$ , где  $n$  — внеш. нормаль к  $S$ . Это свойство решений волнового ур-ния (1) наз. Гюйгенса — Френеля принципом.

Из К. ф. можно получить Пуассона формулу и Д'Аламбера формулу, дающие решения задачи Коши в двумерном и одномерном пространстве. К. ф. (2) обобщена на случай произвольных целых размерностей пространства.

К. ф. называют также и интеграл Кирхгофа:

$$u(x, t) = - \int_{\Omega} (4\pi r)^{-1} f(y, t - r/c) d\Omega_y + \int_{\sigma} [r^{-1} \partial u / \partial n - u \partial r / \partial n + (rc)^{-1} (\partial u / \partial t) \partial r / \partial n] d\sigma / 4\pi, \quad \tau = t - r/c,$$

выражающий решение волнового ур-ния (1) через запаздывающий объёмный потенциал и через значения ф-ции  $u(y, t)$  и её производных на границе  $\sigma$  области  $\Omega$  в момент времени  $\tau = t - r/c$ , где  $\Omega$  — ограничен. область трёхмерного пространства,  $n$  — внеш. нормаль к  $\sigma$ ;  $r = |x - y|$  — расстояние между точками  $x$  и  $y$  (см. Кирхгофа метод). К. ф. получена впервые Г. Р. Кирхгофом в 1852.

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; Бицадзе А. В., Уравнения математической физики, 2 изд., М., 1982. С. В. Молодцов.

**КИСЛОРОД** (Oxygenium), O, — хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 8, ат. масса 15,9994 а. е. м. Природный К. состоит из трёх стабильных изотопов:  $^{16}\text{O}$  (99,762%),  $^{17}\text{O}$  (0,038%) и  $^{18}\text{O}$  (0,200%). Ядра атомов  $^{16}\text{O}$  содержат 8 протонов и 8 нейтронов и обладают особой устойчивостью; они являются самыми распространёнными ядрами земной коры. Тетраэдрит, атомный радиус К. (при координац. числе 4) равен 0,066 нм, октаэдрич. (координат. число 6) 0,074 нм, радиус иона  $\text{O}^{2-}$  0,136 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочки  $2s^2 2p^4$ . Энергия последоват. ионизации 13,618, 35,117 и 54,90 эВ. Средство к электрону 1,467 эВ. Значение электроотрицательности 3,50.

К. существует в виде двух простых веществ: собственно К. с молекулой  $\text{O}_2$  и озона  $\text{O}_3$ , к-рый образуется, напр., в электрич. разряде в атмосфере. Молекулы  $\text{O}_2$  достаточно устойчивы, энергия их диссоциации 493,6 кДж/моль (при 0 К), межядерное расстояние 0,120735 нм. Энергия ионизации молекулы  $\text{O}_2$  12,2 эВ, средство к электрону 0,94 эВ. В молекуле  $\text{O}_3$  межядерное расстояние 0,12747 нм, валентный угол  $\text{O}-\text{O}-\text{O}$  116,78°. Озон неустойчив и легко распадается  $\text{O}_3 \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}$ .

К.  $\text{O}_2$  — бесцветный газ без запаха и вкуса; озон  $\text{O}_3$  обладает синей окраской и имеет резкий запах. К.  $\text{O}_2$  при 0 °С имеет теплоёмкость  $c_p = 29,27$  Дж/моль·К,  $c_v = 20,5$  Дж/моль·К,  $t_{\text{кип}} = -192,98$  °С,  $t_{\text{пл}} = -218,7$  °С.

Твёрдый К. при темп-ре ниже  $-249,3$  °С имеет ромбич. кристаллич. решётку ( $\alpha$ -O, синие кристаллы), при темп-ре  $-249,3$  °С переходит в  $\beta$ -O с ромбоэдрич. кристаллич. решёткой. При темп-ре выше  $-229,4$  °С существует  $\gamma$ -O с кубич. кристаллич. решёткой. Плотность газообразного К. 1,42897 кг/м<sup>3</sup> (при 0 °С и нормальном давлении), жидкого — 1,1321 кг/дм<sup>3</sup> (при  $t_{\text{кип}}$ ), твёрдого — 1,46 кг/дм<sup>3</sup> (при  $-252,7$  °С). Критич. темп-ра — 118,84 °С, критич. давление 4,97 МПа, теплота испарения 6,82 кДж/моль, теплота плавления 0,443 кДж/моль. При 0 °С теплопроводность 24 мВт/м·К, диэлектрич. проницаемость 1,000547, вязкость 18,9 мПа·с. Парамагнитен, магн. восприимчивость  $\chi = 107,8 \cdot 10^{-6}$  (при 20 °С). Растворимость К. в 1 м<sup>3</sup> воды при нормальном давлении 0,031 м<sup>3</sup> (20 °С) и 0,049 м<sup>3</sup> (0 °С).

В соединениях К. проявляет степень окисления —2, реже —1. Обладает высокой реакц. способностью (хим. активность  $\text{O}_3$  выше, чем  $\text{O}_2$ ) и образует соединения почти со всеми хим. элементами. Бинарные соединения, в к-рых атомы К. не связаны между собой, наз. оксидами ( $\text{CaO}$ ,  $\text{SO}_2$  и др.). Соединения, содержащие группировку  $\text{O}-\text{O}$ , наз. пероксидами (напр., пероксид водорода  $\text{H}_2\text{O}_2$ ). Хим. реакции с участием К. (реакции окисления) обычно сопровождаются выделением большого кол-ва тепла.

К. используют для интенсификации разл. процессов (напр., при выплавке стали). Жидкий К. служит окислителем ракетного топлива, его применяют при изготовлении взрывчатых веществ. Озон ядовит, способен сильно раздражать глаза и дышать. пути. Находит применение искусств.  $\beta$ -радиоактивный нуклид  $^{18}\text{O}$  ( $T_{1/2} = 27$  с).

Лит.: Кислород. Справочник, под ред. Д. Д. Глазаченко, ч. 1—20. М., 1967. С. С. Вербиносов.

**КИСТЕВОЙ РАЗРЯД** — форма коронного разряда, по внеш. виду напоминающая кисть (рис. 1). К. р. наблюдается в воздухе при давлениях около атмосферного и выше у электродов с острыми выступами.

Причины возникновения кистеобразного свечения различны. В случае положительного заряженного острого кисть разряда представляет из себя интегральную картину свечения отдельных, чередующихся во времени коронных стримеров (рис. 2), возникающих у острого и распространяющихся со скоростью  $10^7$  см/с и выше в сторону слабого поля, где они затухают. В этих условиях К. р. является разновидностью стримерной короны, к-рая при распространении стримеров до проти-

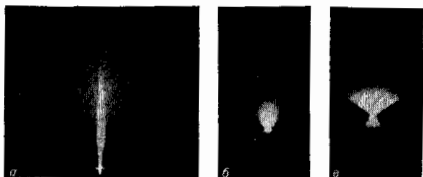


Рис. 1. Кистеобразные формы коронного разряда в атмосферном воздухе. Острые с гиперболической вершиной (радиус кривизны 1,5 мм): а — потенциал острого  $-25$  кВ, стримерал короны; б — потенциал острого  $-25$  кВ, отрицательная корона в режиме тричелюстных импульсов; в — потенциал острого  $+25$  кВ, отрицательная корона в непрерывном режиме.

положительного электрода может перерасти в искровую пробой, а при подавлении стримеров (напр., сильной внеш. ионизацией) возникает непрерывная вспышечная корона (рис. 3). В случае отрицательно заряженного острого свечение коронного разряда во всем диапазоне напряжений от порогового до искрового пробоя похоже на кисть (рис. 1, б, в), хотя её размеры, при прочих равных условиях значительно меньше, чем в слу-

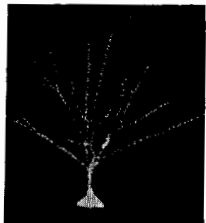


Рис. 2. Коронный стример в атмосферном воздухе. Острие с полусферической вершиной (радиус кривизны 1,5 мм).

чае положительно заряженного острого. Также может в ней отсутствовать канальная структура. К. р. с отрицательно заряженного острого может быть прерывистым (т. е. импульсным Тричела) или непрерывным (при высоких и предпробойных напряжениях).



Рис. 3. Положительная непрерывная вспышечная корона в атмосферном воздухе. Острие то же, что на рис. 1. Напряжение  $+40$  кВ.

К. р. на перем. напряжении является суперпозицией разрядов на отд. полупериодах.

В спец. литературе термин «К. р.» в настоящее время почти не используется.

Лит. см. при эт. Коронный разряд. К. Ф. Кудр.  
**КЛАЙПЕРОНА УРАВНЕНИЕ** (Клайперона — Менделеева уравнение) — зависимость между параметрами идеального газа (давлением  $p$ , объёмом  $V$  и абс. темп-рой  $T$ ), определяющими его состояние:  $pV=BT$ , где коэф. пропорциональности  $B$  зависит от массы газа  $M$  и его мол. массы. Установлен франц. учёным Б. П. Э. Клайпероном (В. Р. Е. Слареугом) в 1834. В 1874 Д. И. Менделеев вывел ур-ние состояния для одного моля идеального газа:  $pV=RT$ , где  $R$  — универсальная газовая постоянная. Если мол. масса газа  $\mu$ , то

$$pV = \frac{M}{\mu} RT \text{ или } pV = NkT,$$

где  $N$  — число частиц газа. К. у. представляет собой уравнение состояния идеального газа, к-рое объединяет Бойля — Мариотта закон, Гей-Люссака закон и Авогадро закон.

К. у. — наиб. простое ур-ние состояния, применимое с определ. степенью точности к реальным газам при низких давлениях и высоких темп-рах.



**КЛАПЕЙРОНА — КЛАУЗИУС — УРАВНЕНИЕ** — выражает связь наклона кривой равновесия двух фаз с температурой фазового перехода и изменением фазового объема. Согласно К.—К. у., вдоль кривой фазового равновесия

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L_{12}}{T(V_2 - V_1)},$$

где  $L_{12}$  — уд. теплота фазового перехода 1→2 (испарения, плавления, сублимации),  $V_2 - V_1$  — скачок объема,  $V_1, V_2$  — уд. (молярные) объемы фаз,  $T$  — абс. темп-ра,  $p$  — давление.

К.—К. у. выдвинуто Б. П. Э. Клапейроном в 1832 для фазового равновесия жидкости с паром с помощью *Карно теорем*. Р. Клаузиус (R. Clausius) в 1850 дал его термодинамический вывод для любого фазового перехода 1-го рода.

К.—К. у. является следствием общего условия равновесия фаз Гиббса — равенства их хим. потенциалов ( $\mu_1 = \mu_2$ ), из к-рого следует, что вдоль кривой равновесия фаз выполняется равенство

$$\frac{dp}{dT} = \frac{S_2 - S_1}{V_2 - V_1},$$

где  $S_2 - S_1$  — скачок энтропии при фазовом переходе 1→2; скачок энтропии связан с температурой перехода соотношением:  $L_{12} = (S_2 - S_1)T$ . Из К.—К. у. следует, что темп-ра фазового перехода изменяется с давлением согласно ур-нию

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T(V_2 - V_1)}{L_{12}}.$$

Для фазовых переходов с поглощением теплоты ( $L_{12} > 0$ ) знак  $dp/dT$  определяется знаком разности  $V_2 - V_1$ . Для испарения и сублимации  $dp/dT > 0$ , т. к. уд. объем пара  $V_2$  больше уд. объема конденсированной фазы  $V_1$ , и темп-ра фазового перехода повышается с ростом давления. Для плавления возможен случай, когда  $dp/dT < 0$ , т. к. для нек-рых веществ (воды, висмута, цингуна и др.)  $V_2 < V_1$ . В этом случае темп-ра плавления понижается с ростом давления.

**Лит.** см. *лит. ст. Термодинамика*. **Д. Н. Зубарева.**  
**КЛАССИЧЕСКИЙ РАДИУС ЭЛЕКТРОНА** — фундам. константа размерности длины, входящая во мн. ф-л классич. и квантовой электродинамики,  $r_e = e^2/m_e c^2 = 2,81794 \cdot 10^{-13}$  см (с и  $m_e$  — заряд и масса электрона). К. р. э. имеет смысл радиуса заряд. шара с зарядом  $e$  (распределенным сферически-симметрично), при к-ром энергия эл.-статич. поля шара  $\ell = \frac{1}{2} \int \rho \varphi$  ( $\rho$  — коэф.  $\sim 1$ , характеризующий распределение заряда по радиусу) равна энергии покоя электрона  $m_e c^2$ . В нек-рых задачах классич. электродинамики электрон ведет себя как частица с радиусом  $r_e$ . Напр., полное сечение рассеяния эл.-магн. волн ( $h\nu \ll m_e c^2$ ,  $\nu$  — частота) одноатомным элементом имеет порядок площади круга с радиусом  $r_e$  (см. *Толкинское рассеяние света*).

К. р. э. определяют малые расстояния, на к-рых классич. электродинамика становится внутренне противоречивой. Однако расхождение между классич. электродинамикой и опытом начинает наблюдаться на значительно больших расстояниях — расстояниях порядка *комптоновской длины волны* электрона  $\lambda_C = r_e/\alpha \approx 2,426 \cdot 10^{-12}$  см, на к-рых становятся существенными квантовые эффекты ( $\alpha$  — *тонкая структура постоянная*).

**КЛАССЫ КРИСТАЛЛОВ** — см. в ст. *Точечные группы симметрии*.

**КЛАСТЕР** (англ. cluster, букв. — *чулок*) — система из большого числа слабо связанных атомов или молекул. К. занимают промежуточное положение между *ван-дер-ваальсовыми молекулами*, содержащими неск. атомов или молекул, и мелкодисперсными частицами (аэрозолями). Если К. содержит ион, то он наз. *кластерным ионом* или *ионом К.*; в этом случае энергия связи, отнесенная к одной молекуле, обычно выше, чем в ван-дер-ваальсовых молекулах. К. можно характеризовать макроскопич. параметрами, к-рые по мере увеличения

числа частиц в нём приближаются к соответствующим характеристикам частиц дисперсной конденсированной фазы. Макроскопич. параметры малых К. могут зависеть немонотонно от числа образующих их атомов или молекул. В частности, проявлением этого является существование магич. Чисел — энергетически наиболее выгодного числа элементарных частиц в К. К. эффективно образуются в пересыщ. паре, при истекании газа из сопла, являясь центрами конденсации и промежуточной стадией образования капелек жидкости.

Понтием К. как системы большого числа слабо связанных нуклонов в ядре пользуются в кластерной модели ядра (см. *Нуклонные ассоциаций модель ядра*).

**Лит.** см. при ст. *Кластерные ионы*. **Б. М. Смирнов.**  
**КЛАСТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА** — то же, что *нуклонных ассоциаций модель ядра*.

**КЛАСТЕРНЫЕ ИОНЫ** — сложные ионы, состоящие из простых ионов (положительных или отрицательных) и комплекса атомов или молекул, причём эти компоненты в составе К. и. сохраняют свою индивидуальность. К. и., содержащий простой ион  $A^+$  и атомную нейтральную частицу В, обозначается как  $A^+B$ . Напр., К. и.  $K^+ \cdot (H_2O)_n$  состоит из положит. иона калия и  $n$  молекул воды. К. и. наз. также *комплексными ионами*.

Компоненты К. и. мало изменяют свои параметры, к-рые они характеризуются в изолированном виде, что означает отсутствие обычной *химической связи* в К. и. Поэтому энергии диссоциации К. и. меньше, чем энергия хим. связи. С др. стороны, энергия диссоциации К. и. значительно больше энергии диссоциации *ван-дер-ваальсовых молекул*, представляющих собой совокупность двух или неск. молекул (или атомов) в газовой фазе (напр.,  $Ag_2^+$ ,  $He_2^+$ ,  $CsHg^+$  и т. д.), у к-рых связь осуществляется за счёт дальнотействующих ван-дер-ваальсовых сил. Связь в К. и. прочнее, чем в ван-дер-ваальсовых молекулах, т. к. взаимодействие с участием заряд. частиц сильнее, чем для нейтральных частиц, к тому же в К. и. обычно имеется слабое перераспределение заряда у нейтральной компоненты, заметно усиливающее связь. Т. о., по энергии диссоциации К. и. занимают промежуточное место между молекулами и молекулярными ионами с хим. связью, а также ван-дер-ваальсовыми молекулами (рис.).

Относительно небольшая энергия диссоциации К. и. приводит к тому, что они могут эффективно разрушаться (и образовываться) при тепловых энергиях. Это создаёт большое разнообразие К. и. в зависимости от темп-ры, давления и др. условий, в к-рых находится система. Напр., в парах воды при темп-ре порядка комнатной наблюдаются положит. К. и.  $H_3O^+ \cdot (H_2O)_n$ ,  $n=0 \div 3$ , и отрицат. К. и. ионы  $OH^- \cdot (H_2O)_n$ ,  $n=1 \div 4$ .

К. и. проявляются в разных процессах, протекающих в газе и плазме. В табл. представлен перечень воз-

Процесс	Схема процесса
Образование при тройных столкновениях	$A^+ + B + M \rightarrow A^+ \cdot B + M$
Разрушение при парных столкновениях	$A^+ \cdot B + M \rightarrow A^+ + B + M$
Переходы между сортами кластерных ионов	$A^+ \cdot B + C \rightarrow A^+ \cdot C + B$
Рембинация с электронами	$A^+ \cdot B + e \rightarrow A + B$
Взаимная нейтрализация	$A^+ \cdot B + C \rightarrow A + B + C$
Фотораспад	$A^+ \cdot B + h\nu \rightarrow A^+ + B$

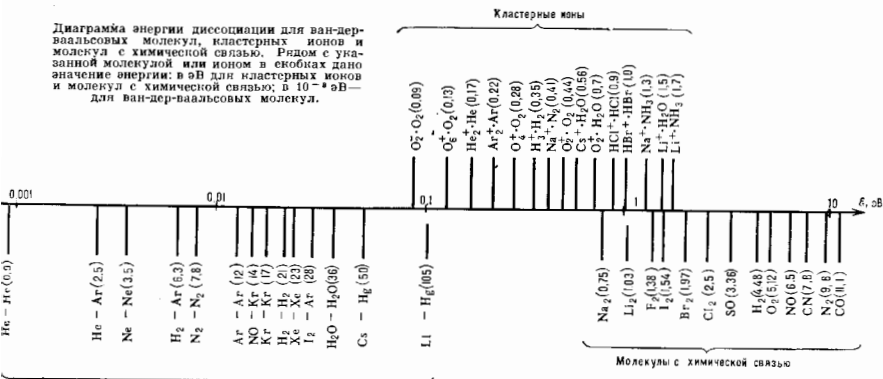
можных процессов образования и распада К. и. Схемы процессов даны для положит. ионов, но точно такие же процессы возможны и для отрицательных.

Важную роль К. и. играют как ядра конденсации при конденсации паров воды и др. веществ в объёме, когда давление паров превышает давление насыщ. пара

при данной темп-ре. В этом случае образование малых капель данного вещества термодинамически невыгодно из-за большого поверхностного натяжения. А при наличии в газе К. и. на них образуются зародыши, на к-рых происходит конденсация. Это обстоятельство составляет основу принципа работы *Вильсона камеры*, ис-

Из равенства Клаузиуса следует, что  $\int \frac{\delta Q}{T}$  в зави-  
(2)  
(1)  
сит от формы пути и  $1/T$  есть интегрирующий множи-  
тель для  $\delta Q$ . Это означает существование такой ф-ции

Диаграмма энергии диссоциации для ван-дер-ваальсовых молекул, кластерных ионов и молекул с химической связью. Рядом с указанной молекулой или ионом в скобках дано значение энергии: в эВ для кластерных ионов и молекул с химической связью; в  $10^{-10}$  эВ — для ван-дер-ваальсовых молекул.



пользуемой для фотографирования следа быстрой частицы.

К. и. играют важную роль в низкотемпературной плазме. Они смещают *ионизационное равновесие* в плазме. К. и. эффективно образуются в газоразрядной плазме низкого давления, в частности в газоразрядном слое на угарном газе (СО). Многообразие их сортов наблюдается при низкой темп-ре, в частности в *криогенной плазме*.

Разд. К. и. присутствуют в атмосфере Земли, причём с изменением высоты состав ионов существенно изменяется. Напр., в стратосфере на высоте 35—40 км присутствуют отрицат. ионы  $NO_3^- \cdot (HNO_3)_2$ ,  $HSO_4^- \cdot (HNO_3)_2$ ,  $HSO_4^- \cdot H_2SO_4$  и др. ионы подобного вида. Наиб. полно исследован состав ионов и протекающие с их участием процессы в D-слое ионосферы.

Лит.: Смирнов В. М., Комплексные ионы, М., 1983.

**КЛАУЗИУСА НЕРАВЕНСТВО** — неравенство, выражающее теорему термодинамики: для кругового процесса

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0, \quad (*)$$

где  $\delta Q$  — кол-во теплоты, сообщаемое системе (или отводимое от неё) на бесконечно малом участке цикла,  $T$  — абс. темп-ра соответствующего элемента среды. Кол-во теплоты  $\delta Q$ , сообщаемое системе, считается положительным, отводимое от неё — отрицательным. Необоротимо (хотя бы на одном участке) циклу соответствует неравенство, циклу, состоящему только из обратимых процессов, — знак равенства (равенство Клаузиуса). Величина  $\delta Q/T$  наз. *элементарной приведённой теплотой*. К. и. даёт количеств. формулировку *второго начала термодинамики*.

К. и. установлено в 1850 Р. Клаузиусом с помощью *Карно теоремы* о максимальной кид цикла Карно, т. к. любой круговой процесс можно рассматривать как предел большого числа элементарных циклов Карно и, следовательно, для него  $\sum \delta Q_i/T_i \leq 0$ , где  $\delta Q_i$  — кол-во теплоты, сообщаемое (отводимое) в  $i$ -м элементарном цикле Карно при темп-ре  $T_i$ .

состояния  $S$ , названной Клаузиусом *энтропией*, что  $dS = \delta Q/T$ . Для необратимого процесса из (\*) следует, что

$$\frac{\delta Q}{T} \leq dS;$$

это неравенство также наз. К. и. Наряду с 1-м началом термодинамики К. и. может быть положено в основу построения термодинамики.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. М. Н. Зубарев. **КЛАУЗИУСА—МОССОТТИ ФОРМУЛА** — приближённо выражает зависимость *диэлектрической проницаемости*  $\epsilon$  диэлектрика от *поляризуемости*  $\alpha$  составляющих его частиц (молекул, атомов, ионов) и от их числа  $N$  в 1 см<sup>3</sup>:

$$\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} = \frac{4\pi}{3} N \alpha, \quad (1)$$

Установлена в сер. 19 в. независимо Р. Клаузиусом (R. Clausius) и О. Ф. Моссоити (O. F. Mossotti). К.—М. ф. применима для всех неволярных диэлектриков, для к-рых выполняется соотношение:

$$E_{\text{лок}} = E_{\text{ср}} + \frac{4\pi}{3} P, \quad (2)$$

верное лишь в том случае, когда положение частицы обладает симметрией не ниже кубической. Здесь  $E_{\text{лок}}$  — локальное поле, действующее на каждую полиризуемую частицу,  $E_{\text{ср}}$  — ср. макроскопич. поле,  $P$  — дипольный электрич. момент единицы объёма диэлектрика,  $n$ , *поляризация*. Если в диэлектрике содержится  $k$  сортов частиц, то (1) заменяется на соотношение

$$\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} = \frac{4\pi}{3} \sum N_k \alpha_k. \quad (3)$$

Часто К.—М. ф. записывают в виде

$$\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} \frac{M}{\rho} = \frac{4\pi}{3} N_A \alpha. \quad (4)$$

Здесь  $M$  — мол. масса вещества,  $\rho$  — плотность,  $N_A$  — число Авогадро.

Приближённый характер К.—М. ф. вытекает уже из невозможности в общем случае дать рациональное определение понятию частиц, из к-рых состоит диэлектрик.

Так, в ковалентных кристаллах нельзя выделить отд. атомы или ионы: значит, часть электронной плотности располагается между полными остовами, образуя связи. Ионные кристаллы можно без заметной потери точности представить как состояние из хорошо определенных ионов, однако поляризация этих кристаллов в статич. и НЧ полях связана не только с появлением дипольных моментов у ионов, но и со смещением ионов как целого. Формально это учитывают, вводя понятие ионной (связанной со смещением ионов) поляризуемости.

В области оптич. частот (видимого и УФ-диапазона) смещения ионов можно пренебречь, поляризуемость  $\alpha$  чисто электронная и К.—М. ф. переходит в *Лоренца-Лоренца формулу*. Однако и в этом случае расчёт может заметно отличаться от эксперимента. Это связано с тем, что поляризуемость иона в среде отличается от его поляризуемости в свободном виде; поэтому К.—М. ф. носит приближенный характер для любой конденсированной среды. Степень её приближённости существенно различна для разных сред. Для жидкостей, состоящих из неполярных молекул, К.—М. ф. выполняется с высокой точностью, поскольку поляризация неполярной молекулы происходит за счёт отосит. перемещения составляющих её частиц и другие, даже близко расположенные молекулы не влияют на процесс поляризации. Для полярных диэлектриков, поляризация к-рых связана с ориентацией молекулярных диполей, наличие соседней существенно. Поэтому и случае полярных диэлектриков К.—М. ф. верна лишь для газов и сильно разбавленных растворов полярных жидкостей в неполярных растворителях. Поляризуемость при этом имеет характерную температурную зависимость, а К.—М. ф. переходит в *Ланжевена-Дебая формулу*. Ограничение применимости К.—М. ф., связанное с использованием (2), не является принципиальным, поскольку в явном виде в разных точках элементарной ячейки и для разных структур можно рассчитать с достаточно хорошей точностью.

Лит. см. при ст. Диэлектрики.

А. П. Леванюк.

**КЛЕБША — ГОРДАНА КОЭФФИЦИЕНТЫ** — возникают в квантовой механике при решении задачи сложения моментов (орбитальных, спиновых или полных) независимых частиц (или систем), а также при сложении *изотопических спинов* и вообще любых аналогичных величин, связанных с группами  $SU(2)$  и  $SO(3)$ . Названы по имени А. Клебша (A. Klebsch) и П. Гордана (P. Gordan). В литературе встречаются также названия: коэффициенты векторного сложения, коэффициенты Вигнера. К.—Г. к. используются в атомной и молекулярной физике, теории твёрдого тела, физике ядра и элементарных частиц и в др. приложениях квантовой механики.

Задача сложения двух моментов состоит в нахождении собств. ф-ций  $\Psi_{jm}$  и собств. значений операторов  $\hat{j}^2$  и  $\hat{j}_z$  (где  $\hat{j} = \hat{j}_1 + \hat{j}_2$  — суммарный момент системы), выраженных через собств. ф-ции  $\Psi_{j_1 m_1}$ ,  $\Psi_{j_2 m_2}$  операторов двух складываемых моментов и их проекций [1, 2]:

$$\hat{j}_z \Psi_{jm} = \sum_{m_1+m_2=m} C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{j m} \Psi_{j_1 m_1} \Psi_{j_2 m_2}. \quad (1)$$

Табл. 2. — Коэффициенты  $C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{j m}$

$j$	$m_1$	1	0	-1
$j_1+1$		$\left[ \frac{(j_1+m_1)(j_2+m+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)} \right]^{1/2}$	$\left[ \frac{j_1-m+1}{(2j_1+1)(j_1+1)} \right]^{1/2}$	$\left[ \frac{(j_1-m)(j_2-m+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)} \right]^{1/2}$
$j_1$		$-\left[ \frac{(j_1+m)(j_2-m+1)}{2j_1(j_1+1)} \right]^{1/2}$	$m [j_1(j_1+1)]^{-1/2}$	$\left[ \frac{(j_1-m)(j_2+m+1)}{2j_1(j_1+1)} \right]^{1/2}$
$j_1-1$		$\left[ \frac{(j_1-m)(j_2-m+1)}{2j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$	$-\left[ \frac{(j_1-m)(j_2+m)}{j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$	$\left[ \frac{(j_1+m)(j_2+m+1)}{2j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$

Здесь коэффициенты  $C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{j m}$ ;  $j_2 m_2 = K - G$  к.,  $J^2 = \hbar^2 j(j+1)$ ,  $j_2 = \hbar m$ , причём  $j$  и  $m$  могут принимать значения:

$$j = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, |j_1 - j_2|, -j \leq m \leq j \quad (2)$$

( $j_1, m_1; j_2, m_2$  — квантовые числа моментов и их проекций отд. частиц; см. *Квантовое сложение моментов*).

Используются много разл. обозначений для К.—Г. к. [кроме обозначения в ф-ле (1)] и связанных с ними коэффициентов.

Общие ф-лы для К.—Г. к. при произвольных  $j_1, j_2$  и  $j$  были получены Ю. Вигнером (E. Wigner) и Г. Рака (H. Raca) с помощью методов теории групп, однако они слишком громоздки для большинства физ. приложений. В практич. расчётах используются либо алгебраич. ф-лами в случаях, когда один из моментов мал

Табл. 1. — Коэффициенты  $C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{j m}$ ;  $j_2 m_2$

$m_2$	$1/2$	$-1/2$
$j_1+1/2$	$\left( \frac{j_1+m+1/2}{2j_1+1} \right)^{1/2}$	$\left( \frac{j_1-m+1/2}{2j_1+1} \right)^{1/2}$
$j_1-1/2$	$-\left( \frac{j_1-m+1/2}{2j_1+1} \right)^{1/2}$	$\left( \frac{j_1+m-1/2}{2j_1+1} \right)^{1/2}$

(табл. 1,  $j_2 = 1/2$ ; табл. 2,  $j_2 = 1$ ), либо числ. таблицами К.—Г. к. для конкретных значений  $j_1, j_2$  и  $j$  (см., напр., [3]). Ниже перечислены осн. свойства и приложения К.—Г. к., используемые в квантовой механике, расчётах.

1) Соотношения ортогональности:

$$\sum_{m_1 m_2} C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{j m} C_{j_1' m_1'; j_2' m_2'}^{j' m'} = \delta_{j j'} \delta_{m m'},$$

$$\sum_{j m} C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{j m} C_{j_1' m_1'; j_2' m_2'}^{j m} = \delta_{m_1 m_1'} \delta_{m_2 m_2'} \quad (3)$$

( $\delta_{kk}$  — *Кronecker символ*). Эти свойства вытекают из того, что К.—Г. к. имеют смысл ф-ций унитарного преобразования при переходе от представления, где в качестве переменных используются  $j_1, m_1, j_2, m_2$ , к представлению, заданному переменными  $j, j_1, j_2, m$ , отвечающими суммарному моменту (см. *Представлений теории*). При этом К.—Г. к. всегда вещественны.

2) Соотношения симметрии:

$$C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{j m} = (-1)^{j_1+j_2} C_{j_2 m_2; j_1 m_1}^{j m} =$$

$$= (-1)^{j_1+j_2} C_{j_1, -m_1; j_2, -m_2}^{j, -m} =$$

$$= (-1)^{j_1+m_1} \sqrt{\frac{2j_1+1}{2j_1+1}} C_{j_1, -m_1; j_2, -m_2}^{j, -m} \quad (4)$$

и т. д. Эти соотношения полезны для приведения К.—Г. к. к табличным значениям. Всего имеется 72 соотношения симметрии, к-рые образуют группу, найденную Т. Редже (T. Regge) в 1958 (см. [6]).

3) С К.—Г. к. тесно связаны  $3j$ -символы Вигнера:

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} = (-1)^{j_1 - j_2 - m} (2j + 1)^{-1/2} C_{j_1 m_1, j_2 m_2}^{j m} \quad (5)$$

к-рые обладают более простыми свойствами симметрии. Напр.,

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} j & j_1 & j_2 \\ m & m_1 & m_2 \end{pmatrix} = \sigma \begin{pmatrix} j_2 & j_1 & j \\ m_2 & m_1 & m \end{pmatrix} = \\ &= \sigma \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ -m_1 & -m_2 & -m \end{pmatrix} = \dots \quad (6) \end{aligned}$$

где  $\sigma = (-1)^{j_1 + j_2 + j}$ . Имеются также нетривиальные симметрии  $3j$ -символов, отличные от (6) и установленные Редже (см. [6]).  $3j$ -символы представляют собой амплитуду вероятности того, что три угла, момента  $j_1, j_2$  и  $j$  складываются в полный угол, момент, равный нулю. С этим в связях их высокая симметрия. Табл.  $3j$ -символов см., напр., в [2, 7].

Обобщением  $3j$ -символов являются т. н.  $3nj$ -символы, к-рые появляются при рассмотрении разл. схем сложения  $(n+1)$  угл. моментов.

4) К.—Г. к. возникают в разложении произведения двух  $D$ -ф-ций Вигнера, описывающих преобразование волновой ф-ции частицы с угл. моментом  $j$  при вращении системы отсчета:

$$\begin{aligned} D_{m_1 m_2}^{j_1}(g) D_{m_3 m_4}^{j_2}(g) = \\ = \sum_j C_{j_1 m_1, j_2 m_2}^{j m} C_{j_1 m_1, j_2 m_2}^{j m} D_{m_1 + m_2, m_1 + m_2}^j(g). \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь  $g$  — произвольный элемент вращающей группы  $SO(3)$ , определяемый, напр., тремя углами Эйлера; связь между исходной волновой ф-цией  $\psi$  и волновой ф-цией  $\psi'$  в повернутой системе отсчета имеет вид

$$\psi' = \sum_{m=j, \dots, -j} D_{m m}^{j m}(g) \psi^m$$

Из (6) вытекает, что интеграл от произведения трёх  $D$ -ф-ций (в частности, от трёх полиномов Лежандра) выражается через К.—Г. к.

5) Одним из наиб. важных физ. приложений К.—Г. к. является теорема Вигнера — Экарта о виде матричных элементов тензорных операторов:

$$\langle j' m' | T_{JM} | j m \rangle = C_{j m, J M}^{j' m'} \langle j' | T_J | j \rangle. \quad (7)$$

Здесь  $T_{JM}$  — неприводимый тензорный оператор ранга  $J$ , имеющий  $2J+1$  компонент ( $M=J, J-1, \dots, -J$ ) и преобразующийся при вращениях так же, как волновая ф-ция состояния с моментом  $J$ , т. е. по неприводимому представлению  $D^{(J)}$  группы  $SO(3)$ ; ( $j' | T_J | j$ ) — приведенный (редуцированный) матричный элемент, к-рый уже не зависит от проекций  $m_1, m_2$  и  $M$  и является инвариантом относительно вращений. Замечат. особенно теоремы Вигнера — Экарта является явное отделение теоретико-групповых аспектов оператора  $T_{JM}$  [связанных с К.—Г. к. ф-лой (7)] от его спец. свойств, зависящих от конкретной физ. задачи (приведенные матричные элементы, к-рые не могут быть вычислены в общем виде).

При сложении более двух моментов применяются *Рака коэффициенты* и  $3nj$ -символы. Для упрощения вычислений при сложении большого числа моментов развита спец. диаграммная техника [4].

Различные свойства К.—Г. к. наиб. полно изложены в монографиях [3, 5] и в [6].

Лит.: 1) Вигнер Е., Теория групп и ее приложения к квантовой механике, теория атомных спектров, пер. с англ. М., 1961; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; 3) Варшавский Д. А., Москва Лев А. Н., Хершфельдский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975; 4) Юрис А. П., Левинсон И. В., Ванagas В. В., Математический аппарат теории момента количества движения, Вильнюс, 1960; 5) Биденхарн Л.,

Ляук Дж., Угловой момент в квантовой физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; 6) Смороданский Я. А., Шелепин Л. А., Коэффициенты Клейна — Гордона с разных сторон, УФН, 1972, т. 106, с. 3; 7) Эдмондс А., Угловые моменты в квантовой механике, в сб.: Деформация атомных ядер, пер. с англ., М., 1958; 8) В. С. Поном. КЛЕЙНА — ГОРДОНА УРАВНЕНИЕ (Клейна — Гордона — Фока уравнение) — простейшее релятивистски-инвариантное ур-ние, описывающее свободное скалярное (или псевдоскалярное) поле физическое. Впервые получено в 1926 Э. Шрёдингером (как релятивистское обобщение Шрёдингера уравнения) и независимо О. Клейном (О. Klein), В. А. Фоком и В. Гордоном (W. Gordon). В квантовой теории поля применяется для описания частиц со спином 0. В Минковском пространстве-времени К.—Г. у.—линейное однородное дифференц. ур-ние 2-го порядка:  $(\square + m^2)\psi = 0$ , где  $\square \equiv D'Адамбера оператор$ ,  $m$  — масса частицы,  $\psi$  — волновая ф-ция или ее компоненты в пространстве внутренней симметрии  $K = (x^0, \mathbf{x})$  — точка пространства-времени; используется система единиц, в к-рой  $\hbar = c = 1$ . Решение К.—Г. у. записывают в виде разложения по плоским волнам:

$$\psi(x) = (2\pi)^{-3/2} \int d\mathbf{p} (2p^0)^{-1/2} \{ e^{i\mathbf{p}x} a^+(\mathbf{p}) + e^{-i\mathbf{p}x} a^-(\mathbf{p}) \},$$

$$p^0 = (p^2 + m^2)^{1/2},$$

где  $p = (p^0, \mathbf{p})$  — 4-импульс,  $p x = p^0 x^0 - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}$ ,  $a^+(\mathbf{p})$  и  $a^-(\mathbf{p})$  — положительно- и отрицательно-частотные компоненты Фурье. При каноническом квантовании  $a^+$  и  $a^-$  интерпретируются как операторы рождения и уничтожения частицы с импульсом  $\mathbf{p}$  и энергией  $p^0$ . В их терминах гамильтониан свободного поля имеет вид  $H = \int d\mathbf{p} p^0 (\mathbf{p}) a^+(\mathbf{p}) a^-(\mathbf{p})$ . К.—Г. у. удовлетворяют компоненты любого свободного поля (спинорного, векторного и др.). При  $m=0$  К.—Г. у. переходит в Д'Адамбера уравнение. В римановом пространстве с метрикой  $g^{\mu\nu}$  (напр., в присутствии гравитационного поля с такой метрикой) К.—Г. у. имеет вид

$$(-g)^{-1/2} \frac{\delta}{\delta \psi} \left[ (-g)^{1/2} g^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \psi \right] + m^2 \psi = 0,$$

где  $g$  — определитель матрицы  $\|g^{\mu\nu}\|$ ,  $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ .

Изучены К.—Г. у. с разл. видами нелинейности (напр., *Синус-Гордона уравнение*).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980. В. П. Полюс. КЛЕЙНА — НИШИНА ФОРМУЛА — выражение для дифференц. сечения  $d\sigma$  рассеяния фотона на электроне (см. Комптона эффект). В лаб. системе координат

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \left( \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2 \left( \frac{\omega_2}{\omega_1} + \frac{\omega_2}{\omega_2} - \sin^2 \theta \right) d\Omega_2, \quad (1)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — частоты падающего и рассеянного фотона,  $d\Omega_2$  — элемент телесного угла для рассеянного фотона,  $\theta$  — угол рассеяния, параметр  $r_0 = e^2/mc^2 = 2,81 \times 10^{-13}$  см — т. н. *классический радиус электрона* ( $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света). Частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  связаны соотношением Комптона:

$$\omega_2 = \frac{\omega_1}{1 + (\hbar\omega_1/mc^2)(1 - \cos \theta)} \quad (2)$$

( $\hbar$  — постоянная Планка). Ф-лу (1) впервые получили О. Клейн и И. Нишина (О. Klein, I. Nishina) в 1929 в рамках теории, использующей формальный аппарат квантовой механики и Дирака уравнение для описания релятивистского электрона. В 1930 эта ф-ла была заново выведена И. Е. Таммом.

В пределе  $\hbar\omega_1 \ll mc^2$   $\hbar$  выпадает из ф-л (1) и (2), при этом (1) переходит в классич. ф-лу Томсона, описывающую рассеяние света без изменения частоты (т. н. томсоновское рассеяние):

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta) d\Omega_2.$$

В предельном  $\hbar\omega_1 \gg mc^2$  рассеяние происходит в основном назад в системе центра инерции. В лаб. системе дифференциальное сечение имеет вид

$$d\sigma = r_0^2 \frac{d\Omega}{\hbar\omega_1 (1 - \cos\theta)} \quad \text{при } \theta^2 \ll mc^2/\hbar\omega_1,$$

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{mc^2}{\hbar\omega_1} d\Omega \quad \text{при } \theta^2 \gg mc^2/\hbar\omega_1;$$

полное сечение равно

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \approx 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \quad \text{при } \hbar\omega_1 \ll mc^2.$$

М. В. Тертышев.

**КЛЕТОЧНЫЕ СТРУКТУРЫ** (биологические структуры) — надмолекулярные агрегаты, входящие в состав живых клеток, образованные биополимерами (белками, жирами, нуклеиновыми кислотами и др.) без участия ковалентных связей между этими молекулами. Все биохимические реакции, происходящие в клетках и обеспечивающие их метаболизм, подвижность и деление, осуществляются с помощью организованных определенным образом К. с. Объединяясь, К. с. образуют специализированные клеточные органеллы: ядра (в к-рых сосредоточена генетическая информация организма), митохондрии (где производится универсальное топливо живой клетки — аденозинтрифосфатная кислота, АТФ), хлоропласты (в к-рых происходит преобразование световой энергии в химическую — процесс фотосинтеза), системы подвижности клеток и др. (см. также *Биофизика*).

В условиях, близких к физиологическим, К. с. являются термодинамически устойчивыми образованиями, т. е. не требуют затрат энергии для поддержания своего существования и могут собираться самопроизвольно из отд. блоков (т. н. самосборка К. с.). Структурная целостность К. с. обеспечивается относительно слабыми водородными связями, возникающими между отд. компонентами структуры, ионными, гидрофобными взаимодействиями, а также ван-дер-ваальсовыми силами. Основа функциональной активности К. с. — перестройки их надмолекулярной организации, происходящие при изменении ионной силы, температуры среды, а также при подводе энергии извне.

В зависимости от типа образующих К. с. молекул форма и размеры надмолекулярных агрегатов могут быть либо строго определенными (как, напр., белковые оболочки вирусов; рибосомы — комплексы, содержащие много молекул белка и нек. молекул рибонуклеиновой кислоты, на к-рых производится сборка новых белков; бактериальный мотор и др.), либо неопределенными в одном, двух или трёх направлениях (жгутики и реснички, мышечные волокна, мембраны, в т. ч. фотосинтезирующие, и мембранные комплексы и т. д.). К. с. последнего типа в структурном отношении напоминают т. н. литотропные жидкие кристаллы (см. *Растворы*).

### 1. Мембраны.

Мембраны, представляющие собой плоские или изогнутые слои (толщиной ок. 8 нм), образованные молекулами белков, жиров (липидов) и углеводов, — это К. с., повсеместно встречающиеся в живых клетках и регулирующие обмен разл. веществами между клеткой и внеш. средой (клеточная, или плазматическая мембрана) либо между разл. частями клетки (внутр. мембраны).

**Общая структура.** Основу мембран образует двойной слой липидов (доля к-рых составляет ок. 50% мембраны по массе), в этот слой встроены белковые молекулы, придающие специфич. свойства разл. участкам мембран и тем самым позволяющие последним принимать участие в разнообразных метабол. процессах. Молекулы липидов упакованы в слой так, что гидрофобные («жирные») части этих молекул отделены от воды, в то время как гидрофильные части («полярные головки») погружены в неё (рис. 1). Двойной слой липидов обычно образует своеобразную двумерную жидкость с вязкостью, близ-

кой к вязкости жидкого масла, поэтому молекулы липидов и белков легко перемещаются в плоскости слоя (латеральная диффузия). При нек-рых условиях (напр., при понижении температуры) в мембранах могут происходить фазовые переходы, сопровождающиеся изменением ориентации полярных головок и (или) затвердева-

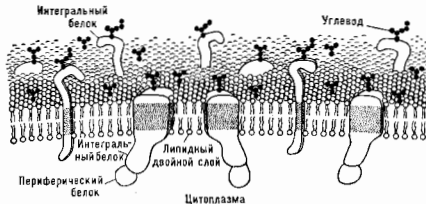


Рис. 1. Общая схема строения плазматической мембраны. Периферические белки почти всегда расположены на внутренней (цитоплазматической) поверхности мембраны, а углеводы — на внешней.

нием углеводородных хвостов липидов, что приводит к изменению функциональных свойств мембраны.

В зависимости от расположения на поверхности белковых субъединиц гидрофильных и гидрофобных участков, т. е. в зависимости от третичной структуры белка, к-рая определяется его первичной структурой (последовательностью аминокислот в цепи молекулы, заданной генетически), а также его вторичной структурой (пространств. расположением звеньев цепи, чаще всего спирально или листом; см. *Полимеры биологические*), взаимодействие белков с липидным слоем носит разл. характер. В случаях т. н. интегральных белков белковая молекула (имеющая тонолюию шара или тора), но экватор к-рой проходит полоска жирных аминокислот, встраивается в мембрану, пронизывая (иногда насквозь) липидный слой. При этом участки белка, поверхность к-рых гидрофобна, оказываются внутри мембраны, а участки с гидрофильной поверхностью выступают в окружающую жидкость или цитоплазму клетки (рис. 1). Периферические белки не встроены в двойной слой, а связаны с тем или иным интегральным белками, взаимодействуя с ними либо путем образования плотного контакта между соств. гидрофобными поверхностями этих молекул, либо через водную прослойку, если взаимодействуют гидрофильные поверхности.

**Фотосинтезирующие и фотореспирующие мембраны.** Энергия, поступающая в клетку в разл. формах, преобразуется в энергию фосфатных связей АТФ на спец. мембранах, энергия, выделяющаяся при окислении разл. органич. веществ, — на внутр. мембранах митохондрий и т. д.

Простейшей фотосинтезирующей системой является т. н. пуруприная мембрана соленых вод бактерий, в к-рой мембранный белок (бактериородопсин) функционирует как протонная помпа. В пуруприной мембране ценочка белка бактериородопсина (молекула к-рого состоит из 248 аминокислотных остатков) свивается в спираль, к-рая затем сгибается в 6 точек так, что нодулирующаяся 7 стержней-спираль примерно равной длины выстраиваются параллельно, и эта стопка располагается в пуруприной мембране, причём ось спиралей оказываются перпендикулярными плоскости мембраны (рис. 2). Отд. молекулы (стопки спиралей) собираются затем по три, образуя два концентрич. цилиндра из 9 и 12 стержней. Эти двойные цилиндры в пуруприной мембране плотно упакованы в двумерной гексагональной решётке, образуя кристаллич. «блишки». Промежутки между отд. молекулами бактериородопсина заполнены молекулами липидов (одна «блишка» содержит  $\sim 10^4$  молекул белка и  $\sim 10^6$  молекул липидов). На поверхно-

сти внутр. цилиндрич. канала в молекуле бактериородопсина имеются гидрофильные аминокислоты. Внутри канала — вода, связанная с гидрофильными аминокислотами водородными связями. В водном канале молекулы бактериородопсина осуществляется первая стадия процесса фотосинтеза в цитрующей мембране — превращение энергии света, поглощённого светочувствит. группой бактериородопсина — ретиналем, в энергию переноса протона с внутренней поверхности мембраны (из цитоплазмы) во внешнюю среду.

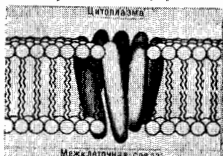


Рис. 2. Изображение структуры белка бактериородопсина, встроеного в липидный слой.

Как и молекулы липидов, и хлорофилл имеет «полярную» головку (порфириновое кольцо, в состав к-рого входит  $Mg^{2+}$ ) и «жирный хвост» (углеводородная цепь). В фотосинтезирующей мембране гидрофобные хвосты хлорофилла погружены в липидный слой, а

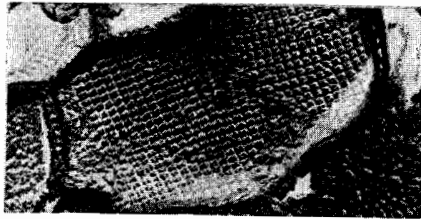


Рис. 3. Регулярная укладка частиц на внутренней поверхности мембраны.

полнрные головки образуют монослой на поверхности мембраны. Молекулы хлорофилла и мембранных белков образуют комплексы, к-рые упаковываются в мембранах в регулярную двумерную решётку (рис. 3). В свою очередь, мембраны уложены в слоистую структуру (аналогичную структуре лиотропных жидких кристаллов), образуя т. н. г р а н ы. В процессе развития слоистая структура гран возникает из скопления мембранных трубочек, аналогичного гексагональной фазе лиотропного жидкого кристалла (рис. 4). В мембранах гран расположены белковые комплексы, осуществляющие последовательность хим. реакций, в результате к-рых энергия света, поглощённого молекулами хлорофилла, преобразуется в химическую энергию АТФ (см. *Фотосинтез*).

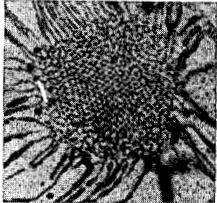


Рис. 4. Электронная микрофотография слоистой структуры во время формирования фотосинтезирующей мембраны,  $\times 4000$ .

Специальной мембранной структурой, улавливающей, как и хлоропласт, энергию света, являются фоторецепторы. У позвоночных фоторецепторная сис-

тема (сетчатка глаза) образована слоем светочувствит. клеток (палочек и колбочек), соединённых с нервными клетками (см. *Зрение*). Палочки, необходимые для зрения в условиях слабой освещённости, дают чёрно-белую картину, а менее чувствит. колбочки обеспечивают цветное зрение (имеется три типа колбочек, чувствительных в разл. спектральных интервалах). Схема строения палочки изображена на рис. 5. Наружный членик окружён клеточной мембраной, внутри к-рой расположено ок. 500 параллельных дисков (их диаметр  $\sim 2$  мкм, период структуры  $\sim 32$  нм), каждый представляет собой двойную мембрану (уплощённый пузырек). Осн. белок этой мембраны — родопсин (зрительный пурпур), имеющий светочувствит. группы (хромофор) — ретиналь. Молекулы родопсина плотно упакованы в мембранах наружного членика. В отличие от процессов, протекающих в хлоропластах, поглощение света в мембранной структуре колбочек приводит не к синтезу АТФ, а к возбуждению *нервного импульса*.

Структура колбочек обеспечивает высокую чувствительность фоторецепторной системы, способной реагировать на неск. квантов света.

**Внутренняя мембрана митохондрий.** Процесс синтеза АТФ, использующий хим. энергию, выделяющуюся при дыхании (т. е. окислении органич. соединений) клеток, осуществляется в митохондриях, многочисл. тельцах (размером  $\sim 1$  мкм), находящихся в цитоплазме эукариотич. клеток (т. е. клеток, имеющих ядро и нек-рые др. оргanelлы). Митохондрия представляет собой мешок, образованный двумя белково-липидными мембранами (внеш. и внутр.), на внутр. мембране имеются многочисл. складки — к р ы с т ы (рис. 6), с к-рыми

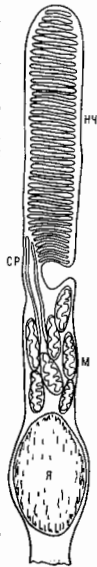


Рис. 5. Схема строения палочки сетчатки позвоночных: НЧ — наружный членик, СР — соединительный рессанчик, М — митохондрии, Я — ядро.

связаны ферменты, осуществляющие процесс переноса электронов и реакции окисления. Белок цитохромоксидаза катализирует реакцию окисления цитохрома (в результате на мембране создается градиент концентраций протонов, энергия к-рого используется для синтеза АТФ). Молекула цитохромоксидазы образована семью белковыми цепями, различными по размеру и составу аминокислот. Погружённая в мембрану часть белка состоит из двух структурных доменов, соединённых с третьим, выступающим

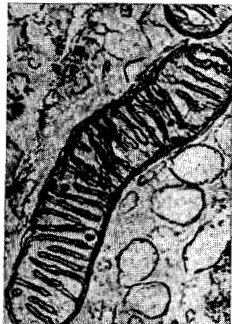


Рис. 6. Электронная микрофотография митохондрии. Видны выросты на внутренней мембране — кристы.

в межмембранное пространство митохондрии, где фермент взаимодействует с цитохромом. Отделённая от др. белков, цитохромоксидаза в окисленном состоянии

образует высокоупорядоч. структуры, к-рые разрушаются при восстановлении этого фермента.

**Транспорт ионов и молекул.** Определенный хим. состав цитоплазмы каждой клетки (вероятно, не в равновесии по отношению к внеш. среде) поддерживается регулированием транспорта разл. веществ через мембраны, к-рый осуществляется через систему расположенных в мембранах каналов (пассивный транспорт), молекул-переносчиков (облегченная диффузия) и насосов (активный транспорт), а также метаболит. процессами и специфич. процессами переноса крупных частиц сквозь мембраны (т. е. процессы эндо- и экзоцитоза).

Каналы образуются интегральными белками, пронизывающими мембрану насквозь и имеющими форму тора; канал по отношению к прохождению молекул может находиться в двух состояниях, открытом и закрытом. Избирательность канала к разл. молекулам или ионам определяется его формой и размерами, а также эл. статич. свойствами выстилающих его поверхность аминокислот. На рис. 7 изображена трёхмерная структура мембранного белка (коннексона). Возможно образование двумерной кристаллич. структуры коннексонов в области контакта мембран двух клеток (рис. 8). Белок состоит из 6 одинаковых субъединиц, расположенных таким образом, что в центре образуется канал (диаметром ~ 2 нм на внеш. стороне мембраны и сужающийся внутри). Часть молекулы этого белка выступает из мембраны в межклеточное пространство, где она спо-

ление и т. д. Активный транспорт осуществляется специфич. мембранными белками за счёт изменения третичной структуры при подведении к ним хим. энергии (молекулы АТФ) или при поглощении кванта света. Самой распространённой системой активного транспорта ионов является т. п.  $K^+/Na^+$ -активируемая АТФ-аза, откачивающая ионы  $Na^+$  и одновременно обеспечивающая накопление ионов  $K^+$  в клетке, при этом одна молекула АТФ обеспечивает вывод трёх ионов  $Na^+$  из клетки и одноврем. ввод двух ионов  $K^+$ . Большинство клеток содержит, кроме того, насос др. типа, откачивающий ионы  $Na^+$  из клетки и обеспечивающий движущую силу для активного переноса сахаров и аминокислот в клетку.

Мн. клетки выкачивают из цитоплазмы ионы  $Ca^{2+}$ , расходуя при этом энергию АТФ. Активный транспорт  $Ca^{2+}$  осуществляется с помощью системы белковых субъединиц, включающей регулируемый кальциевый канал, а также специфич. белок, изменяющий свою конформацию (трёхмерную структуру) при связывании с ним иона  $Ca^{2+}$ . Бактерии, используя энергию метаболита, создают в цитоплазме нижн. концентрацию протонов при помощи спец. протонного насоса; при этом регулируется осмотич. давление внутри клетки, а также поглощаются др. ионы, напр.  $K^+$ .

Аксоны нервных клеток, имеющие развитую поверхность клеточной мембраны, окружены многослойной липидной мембраной (миелиновой оболочкой), находящейся в жидкокристаллич. состоянии (рис. 9).

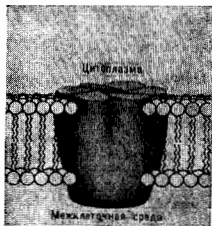


Рис. 7. Схема строения клеточной мембраны со встроенными белками (коннексонами).

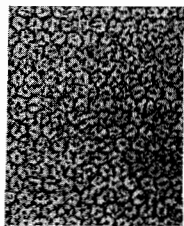


Рис. 8. Электронная микрофотография кристаллической «блишки», образованной белками (коннексонами) в липидном слое.

собна связываться с коннексоном соседней клетки (образует непрерывный канал, соединяющий внутр. пространство двух клеток). Отд. субъединицы коннексона смыкаются, подобно лепесткам диафрагмы фотоаппарата, при добавлении ионов  $Ca^{2+}$ , закрывая просвет канала и уменьшая его пропускную способность. Состояние нек-рых каналов зависит также от величины разности потенциалов на мембране и наличия спец. хим. веществ (медиаторов).

Перенос веществ через каналы происходит без затраты энергии и направлен в сторону уменьшения концентрации молекул. Этим же свойством обладает т. и. процесс облегченной диффузии, когда молекула переносимого вещества связывается с одной стороны мембраны со спец. молекулой-переносчиком в единый комплекс, к-рый долго проходит через мембрану, а на другой её стороне распадается, отдавая переносимую молекулу.

Системы активного транспорта могут осуществлять перенос веществ против градиента концентрации (затрачивая при этом энергию АТФ), обеспечивая в клетке оптимальную концентрацию ионов  $K^+$  и др. ионов, играющих важную роль в функционировании др. К. с., откачивая ионы  $Na^+$ , поддерживая наст. осмотич. дав-

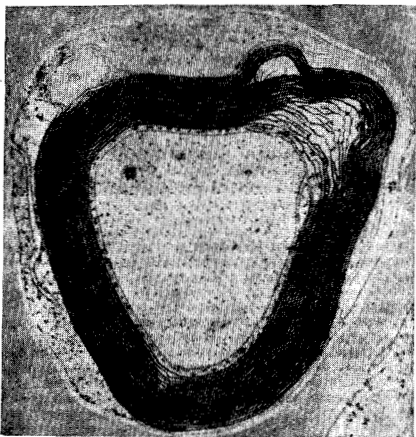


Рис. 9. Электронная микрофотография поперечного среза нервного волокна, не покрытого миелиновой оболочкой.

Такая оболочка уменьшает пассивный выход натрия через плазматич. мембрану аксона, уменьшая тем самым затраты на метаболизм нервной клетки и, в конечном итоге, увеличивая скорость распространения нервного импульса.

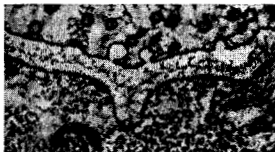
**Транспорт крупных частиц. Синанте.** Мн. клетки поглощают крупные частицы, вещество к-рых используется в качестве строительного материала и источника энергии, при помощи процессов эндоцитоза, включающих пиноцитоз (поглощение жидких капель) и фагоцитоз (поглощение плотных частиц). При эндоцитозе клеточная мембрана соприкоснувшись с частицей, деформируется, образуя канал. Этот

канал заполняется жидкостью из внеш. среды, а затем отделяется и продвигается внутрь цитоплазмы, где через нек-рое время мембрана растворяется и содержимое канала высвобождается. При фагоцитозе частицу окружает вырост клеточной мембраны, к-рый затем втягивается внутрь клетки. Образование и отделение каналов при эндоцитозе требует затрат энергии клеткой.

«Узнавание» внеклеточных частиц осуществляется с помощью системы рецепторов — белков, находящихся, по крайней мере, часть времени вне клеточной мембраны, где они взаимодействуют с внеш. раздражителями. Наряду со своей специфич. ф-цией, хемосорбцией, нек-рые из этих белков играют роль молекул-переносчиков. Связав соответствующую молекулу, белок-рецептор изменяет свою конформацию и стимулирует систему подвижности клеток.

Экзоцитоз (процесс, обратный эндоцитозу) состоит из выделения во внеш. среду веществ, синтезированных в клетке (напр., в мембранах т. н. комплекса Гольджи), в виде пузырьков жидкости. Подобный процесс используется в синаптической структуре (синапсе), осуществляющей передачу сигнала от одной нервной клетки к другой с помощью выделения хим. вещества (медиатора). Синапс образован мембранами двух соседних клеток, между к-рыми имеется зазор (рис. 10). Вблизи нервной мембраны внутри клетки расположено большое кол-во синаптических пузырьков, их поверхность образована двуслойной фосфолипидной мембраной, внутри находится медиатор. Нервный импульс существ-

Рис. 10. Электронная микрофотография нервно-мышечного синапса лягушки в момент слияния синаптически-го пузырька с пре-синаптической мембраной и высвобождения медиатора.



венно изменяет ионный состав клетки: ионы  $K^+$  замещаются на ионы  $Na^+$ , а также выделяется нек-рое кол-во ионов  $Ca^{2+}$ . Это приводит к встраиванию части пузырьков в мембрану, при этом содержащийся в пузырьках медиатор выделяется в зазор между клетками. Попадая затем на рецепторы второй мембраны, медиатор вызывает её возбуждение.

## 2. Системы подвижности клеток.

Передвижение клеток осуществляется с помощью синаптической системы, при этом расходуется часть энергии, получаемой клеткой из процессов метаболизма, фотосинтеза и хемосинтеза. Бактерии движутся с помощью штифтовых структур (жгутиков), соединённых с мотором.

Бактериальный мотор состоит (рис. 11) из системы колец (белковых частиц, имеющих форму диска) 4—5, к одному из к-рых прикреплен стержень, а остальные встроены в мембрану и стенку бактериальной клетки 6—7, стенка служит для предохранения организма от повреждений и представляет собой двурную сеть, охватывающую клетку как мешок; сеть образуется путём полимеризации углеводов в синаптической мембране, синтезированных в цитоплазме под действием ферментов, расположенных на внеш. стороне клеточной мембраны. К стержню 3 прикреплен крюк 1, сходящий в длину нить (филамент) 2. Крюк и нить выступают из тела клетки и погружены в окружающий раствор. Колыца, стержень, крюк и нить составляют бактериальный жгутик. Обычно спираль жгутика является левозакрученной, и при нормальном прямолинейном движении клетки эта спираль вращается против часовой стрелки.

Жгутиковые нити бактерий обладают свойством саморасборки. Диаметр нитей  $\sim 13,5$  нм, длина  $\sim$ неск. мкм. Нити состоят из белка флагеллина, расположенного так, что филамент принимает форму спирали, в к-рой

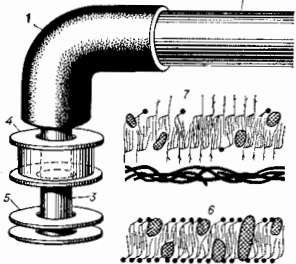


Рис. 11. Схема бактериального мотора: 1 — крюк, 2 — нить (филамент), 3 — стержень, 4—5 — кольца, 6 — клеточная мембрана, 7 — клеточная оболочка.

по один виток приходится 8—10 белковых субединиц. При нагревании в растворе с физиологич. концентрацией соли нить диссоциирует; при охлаждении такого раствора в присутствии затравочных структур (коротких фрагментов нитей) происходит саморасборка нитей. Образование крюка, стержня и колец бактериального мотора также происходит путём саморасборки из белковых субединиц.

У целого ряда бактерий имеются только два колыца и бактериальный мотор: 5-колыцо, прикрепленное к стенке, и отстоящее от него на 3,5 нм М-колыцо, погруженное в клеточную мембрану и скрепленное со стержнем мотора; колыца состоят из 15—16 секторов. В живой бактериальной клетке часть энергии, получаемой ею при фотосинтезе и питании, используется для приведения в действие протонного насоса, выкачивающего протоны во внеш. среду и создающего в клетке ионич. концентрацию протонов. Предполагают, что возникающий в результате этой разности концентраций момент протонов, проходящих между S- и М-колыцами, приводит в действие бактериальный мотор; при этом ротор мотора совершает один оборот относительно статора при прохождении примерно 300 протонов. Скорость вращения нити при работе мотора составляет обычно 10—20 оборотов в секунду.

Микротубулярные структуры эукариот. У эукариотич. клеток встречается две системы подвижности: первая строится из микротрубочек, осн. компонентом к-рых является белок тубулин, а вторая — из микрофиламентов, содержащих гл. обр. актин. Микротрубочки связаны с движением ресничек и жгутиков, миграцией пигментных гранул в хроматофорах и т. п., микрофиламенты — с амёбозным движением, потоками цитоплазмы и т. п. В системах подвижности кроме осн. белковых компонентов содержатся также др. белки, к-рые непосредственно взаимодействуют с тубулином и актином при генерации движения, выполняя регуляторные ф-ции, образуют соединения между микротрубочками, микрофиламентами и др. структурами. Обе системы могут взаимодействовать, напр. равновесная сеть микротрубочек внутри клетки может служить каркасом для прикрепления микрофиламентов (рис. 12).

М и к р о т у б у л о ч к и представляют собой длинные полые цилиндры, наружный диаметр к-рых  $\sim 24$  нм, внутренний  $\sim 15$  нм, длина  $\sim$ неск. мкм (за исключением нек-рых клеток, напр. нейронов, достигающих длины в нек-л. см). Микротрубочки осуществляют генерацию движения клеток, участвуя в поддержании формы



клетки, во внутриклеточном транспорте веществ, в секрети клеточных продуктов (процессах экзоцитоза), в движении хромосом клетки. Микротрубочки могут быть рассеяны в цитоплазме или собраны в организмы. структуры.

Реснички и жгутики эукариот устроены след. образом: центр. пару микротрубочек окружает кольцо из

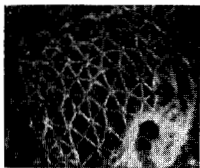


Рис. 12. Изображение трёхмерной сети актиновых нитей в клетке, полученное с помощью флуоресцирующих антител, специфично связывающихся с белком тропомиозином.

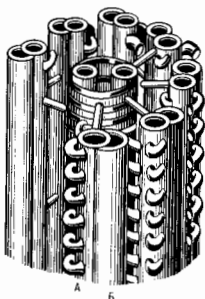


Рис. 13. Схематическое изображение асоными жгутика.

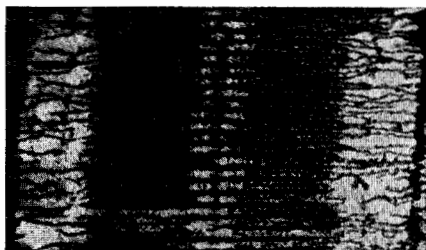
микротрубочек, обычно парных. Микротрубочки связаны между собой поперечными мостиками; вся конструкция наз. а к с о п е м о й (рис. 13). Стенка каждой из центр. микротрубочек образована 13 продольными рядами (протофибриллами) белковых субъединиц. В каждом из девяти дублетов микротрубочек, окружающих центр. пару, одна (А) имеет полностью замкнутую стенку, состоящую из 13 протофибрилл, а вторая (Б) имеет серповидную форму (состоит из 10 протофибрилл) и примыкает к первой. Каждая микротрубочка А соединена с микротрубочкой Б соседнего дублета. От обращённой внутрь поверхности микротрубочки А отходит по направлению к центру белковый выступ — радиальная спица, кроме того, каждая микротрубочка А имеет боковые «ручки» длиной ~14 нм. Все эти выступы расположены с определённой периодичностью и играют важную роль в генерации движения. Снец. структура (базальное тельце), из к-рой исходит жгутик, находится в цитоплазме клетки и действует как организатор ассоциации микротрубочек. Самосборка микротрубочек имеет неск. стадий: сборка колец и фрагментов спиральной из трубилина, формирование ленточных структур, свёртывание листовых структур в микротрубочки.

Микротрубочки могут генерировать движение с помощью двух разл. механизмов: за счёт активного скольжения (подобного аналогичному процессу в мышечном волокне; см. ниже) или же путём изменения своей длины вследствие полимеризации или деполимеризации микротрубочек. К последнему типу относится движение хромосом.

М и к р о ф и л а м е н т ы эукариотич. клеток представляют собой длинные нитевидные структуры толщиной 5—7 нм, находящиеся в цитоплазме, и состоят гл. обр. из актина. Обычно из микрофиламентов образуются подвижные пучки или тонкие сетчатые структуры, форма и локализация к-рых в цитоплазме зависит от жизненного цикла клетки, её движения и др., а в нек-рых структурах, напр. в мышечных волокнах, — упорядоченные и стабильные структуры. Когда клетки находятся в состоянии покоя и прикреплены к стенкам сосуда, в к-ром живут, в цитоплазме имеются длинные пучки микрофиламентов, расположенные под мембраной (стрессовые волокна).

Нек-рые жгутиковые нервдвигаются с помощью снец. структуры, т. н. сократимого аксостя, способного совершать волнообразные дви-

жения. Сократимый аксостя — ленточная структура, проходящая от одного конца клетки до другого через всю цитоплазму. Каждый лист аксостя построен из множества микротрубочек, число листов варьирует от 2—3 до 20—30, листы в аксосте находятся на расстоянии ~30 нм друг от друга, а расстояние между соседними микротрубочками одного листа ~40 нм. Белко-



вые мостики, расположенные в определённом порядке вдоль микротрубочек, соединяют их между собой в пределах каждого листа. Такая структура обладает подвижностью, т. к. построенные из микротрубочек листы могут скользить относительно друг друга.

Мышечное волокно. Мышца представляет собой высокоупорядоченную структуру, состоящую из мышечных волокон (миофибрилл), к-рые образованы тонкими и толстыми нитями диаметром 3 и 10 нм соответственно, унавоканными в гексагональную решётку (рис. 14). Тонкие нити образованы белком актином, а толстые — миозином. Одним своим концом актиновые нити прикреплены к т. н. Z-пластинкам, участок мышцы между двумя Z-пластинками наз. с а р к о м е р о м. Микроскопическая структура миофибриллы напоминает гексагональную фазу диффракционного жидкого кристалла, в к-рой роль цилиндрич. мицелл играют актиновые и миозиновые нити. Период кристалла, структуры в поперечном срезе мышцы определяется действующими ван-дер-ваальсовыми и эл.-статич. силами; при увеличении концентрации ионов в пространстве между нитями (при пост. длине саркомера) период гексагональной решётки уменьшается. В естеств. условиях сокращение мышцы инициируется нервным импульсом, в ответ на к-рый нити актина и миозина скользят относительно друг друга, при этом их нерекретируется увеличивается, а длина саркомера уменьшается. Активное скольжение нитей в мышечном волокне осуществляется с помощью т. н. головки молекулы миозина (рис. 15), к-рая может находиться в двух конформац. состояниях. Связав молекулу АТФ, миоановая головка переходит в активированное состояние и прикрепляется к одной из актиновых субъединиц ближайшего микрофиламента, что, в свою очередь, вызывает гидролиз АТФ. За счёт высвободившейся при этом энергии головка переходит в новое конформац. состояние и немного перемещает актиновый микрофиламент, к к-рому головка прикреплена. Связывание комплекса миозин-АТФ с актином возможно только в присутствии ионов  $Ca^{2+}$ , к-рые высвобождаются при деполяризации мембраны, вызванной приходом нервного импульса.

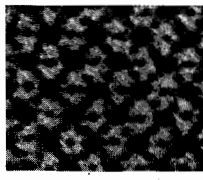


Рис. 14. Электронная микрофотография продольного (сперку) и поперечного (внизу) срезов скелетной мышцы.

Сборка актиновых и миозиновых нитей может происходить из белковых субъединиц в вне живой клетки. В растворе актин и миозин могут соединиться в комплекс — актомиозин, образующий гель. При добавлении в систему АТФ этот гель способен сокращаться и совершать работу аналогичную живой мышце. По-видимому, этот процесс важен при движении микро-

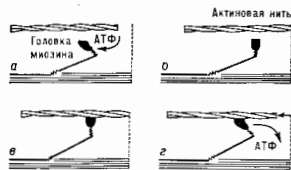


Рис. 15. Схематическое изображение одного цикла взаимного присоединения актиновых и миозиновых нитей. Присоединение молекулы АТФ к головке миозина (а) вызывает изменение её конформации (б) и присоединение к актиновой нити (в). Гидролиз АТФ и её отсоединение от головки приводит к сдвигу актиновой нити (г) и восстановлению первоначальной конформации головки миозина.

организмов: периодическое набухание и осушение актомиозинового геля вызывает движение цитоплазмы клетки и её перемещение как целого (по подложке).

**Митотическое веретено** — спец. К. с., участвующая в процессе деления (митоза) клетки. Веретено возникает на определ. стадии клеточного цикла (рис. 16) и состоит из пучков волокон, образованных микротрубочками и микрофиламентами. Волокна соединены с двумя тельцами — центриолями (аналогичными базальным тельцам жгутиков микроорганизмов). Хромосома, в к-рых хранится два экземпляра генетич. информации клетки (в двух сестринских хроматидах),

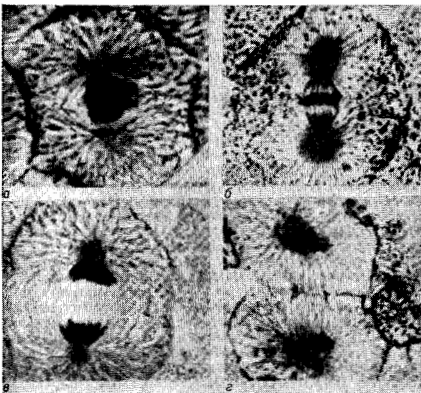


Рис. 16. Стадии деления зародыша сига: а — начало образования веретена; б — метафаза; в — анафаза; г — телофаза (кольцо разделяет клетку на две новые дочерние клетки).

прикрепляются к нитям веретена, а затем сестринские хроматиды расходятся к противоположным полюсам. На последней стадии в области соединения дочерних клеток возникает кольцо, образованное нитями актина и миозина, обеспечивающее разделение клеток.

**3. Структура хромосом. Вирусы.**

Плотноупакованные хромосомы представляют собой К. с., образованную белками (в т. ч. пятью белками, наз. гистонами, содержащими от 50 до 200 аминокис-

лот, и молекулой дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК, см. *Полимеры биологические*), в к-рой в виде последовательности нуклеотидов записана генетич. информация организма. Гистоны, поверхность к-рых заряжена положительно, взаимодействуя с ДНК, образуют комплексы (ядра нуклеосом). В ядре нуклеосомы участки молекулы ДНК длиной ~200 нуклеотидных пар намотан в виде спирали на белковую часть, образованную гистонами. Ядра, в свою очередь, укладываются в сверхспиральную структуру, а отд. сверхспираль образуют трёхмерный кристалл с периодом решётки ~10 нм (рис. 17).

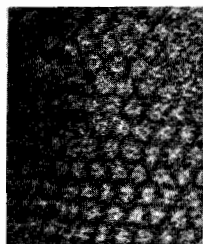


Рис. 17. Электронная микрофотография кристаллической структуры, образованной ядрами нуклеосом, сверхспираль которых упакованы в гексагональную решётку.

Хранение генетической информации в вирусах (не имеющих собств. метаболич. аппарата для воспроизведения своей структуры, а использующих для этих целей структуру клеток, к-рые данный вирус инфицирует) обеспечивается определ. структурой оболочки этих организмов. На рис. 18 приведено схематич. изображение т. н. вируса табачной мозаики (ВТМ). Частица ВТМ состоит из 2130 одинаковых молекул белка (длинной 158 аминокислот). Последовательная агрегация этих удлинённых белковых молекул с помощью

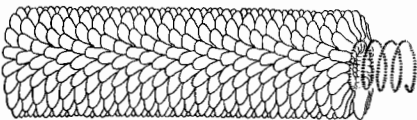


Рис. 18. Схематическое изображение структуры ВТМ.

гидрофобных связей между субъединицами приводят к образованию спирали, в центре к-рой находится цилиндр. Толщина диаметра ~2 нм. Структура белковых субъединиц такова, что при их сборке образуется спиральный желобок, закрученный вокруг длинной оси стержня. В этом желобке укладывается одна однопептидная молекула рибонуклеиновой кислоты (РНК, в к-рой хранится генетич. информация вируса) длиной ~6400 нуклеотидов (рис. 19). Частица ВТМ имеет длину 300 нм, диаметр ~18 нм.

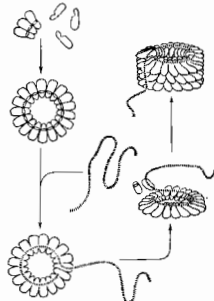


Рис. 19. Схема сборки частицы ВТМ из изолированных субъединиц белка оболочки и молекулы РНК вируса.

Вещество вирусов синтезируется с помощью метаболич. аппарата клетки-хозяина; частицы вируса собираются в цитоплазме клетки, иногда образуя упорядоченные структуры (рис. 20; см. *Биологический кристалл*).

Синтез белков в клетке (в процессе к-рого используется генетич. информация, записанная в виде последовательности нуклеотидных пар в ДНК) осуществляется в спец. комплексах — рибосомах, имеющих размер  $\sim 25$  нм. Рибосома состоит из двух субъединиц

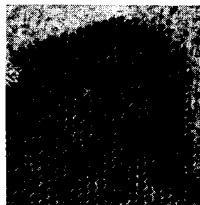


Рис. 20. Электронная микрофотография части вируса подвидомингата, плотно упакованных в цитоплазме клетки в кристаллическую структуру,  $\times 200\ 000$ .



Рис. 21. Схематическое изображение рибосома.

(рис. 21), к-рые образованы молекулами РНК (меньшая из двух субъединиц

содержит одну молекулу РНК, а большая — две), и белков (субъединицы содержат по несколько десятков белковых молекул).

Лит.: Молекулы и клетки. Сб. ст., пер. с англ., в. 1—7. М., 1966—82; Поглазов В. Ф., Сборка биологических структур, М., 1970; Свенсон К., Уэбстер П., Клетка, пер. с англ., М., 1980; Браун Л., Уолкен Дж., Жидкие кристаллы и биологические структуры, пер. с англ., М., 1982; Калпуччиелли П., Подвижность живых клеток, пер. с англ., М., 1982. А. А. Веденов, Е. Б. Левченко.

**КЛИН ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ** — устройство для ослабления светового потока, применяемое в фотометрии.

Представляет собой клин из ахроматич. (имеющего нейтрально-серый цвет) вещества, коэф. поглощения к-рого не зависит от длины световой волны (снеч. стекло, желатиновая плёнка, содержащая коллоидные графит или серебро, и др.). Степень ослабления светового потока к.-л. участком К. ф. определяется его оптической плотностью  $D = \lg(\Phi_0/\Phi)$ , где  $\Phi_0/\Phi$  — отношение падающего на клин и прошедшего через него световых потоков. Оптич. плотность может изменяться вдоль клина либо непрерывно, увеличиваясь пропорционально его толщине  $l$  (непрерывный К. ф.), либо ступенями на определённую величину (ступенчатый К. ф.). К. ф. характеризуют константой  $k$ , к-рая у непрерывного клина равна разности оптич. плотностей любых его точек, отстоящих друг от друга на единичную длину, а у ступенчатого — разности оптич. плотностей двух соседних полей. Линейная зависимость  $l$  и  $D$  от расстояния  $z$  между началом клина  $O$  и рассматриваемым участком  $AC$  (рис.) позволяет наносить на К. ф. равномерную шкалу, градуируемую по константе  $k$ .

Перемещением клина, фиксируемым по шкале, можно менять его коэф. пропускания  $\tau = \Phi/\Phi_0 = (1-\rho)^2 \times 10^k$ , где  $\rho$  — коэф. отражения от каждой поверхности клина.

**КЛИСТРОН** (от греч. κλύζω — ударяю и ...τρον) — эл.-вакуумный прибор, служащий для усиления и генерации эл.-магн. СВЧ колебаний. Характеризуется локализацией взаимодействия электронов с электр. СВЧ-полем (в узких зазорах резонаторов) и длительным группированием электронного пучка в сгустки в пространстве, где лет ВЧ-поля (дрейфовое пространство). Такой способ группирования отличает К. от др.

приборов того же назначения, таких, напр., как *длина бегущей волны* или *лампа обратной волны*.

К. используются как генераторы и усилители СВЧ-мощности, а также как умножители частоты. Метод клистронного группирования находит применение в 3 др. областях техники, в частности в *ускорителях заряженных частиц*. В зависимости от наличия пост. электр. поля в дрейфовом пространстве различают отражательные и протонные К. Последние могут быть двух- и многорезонаторными.

**Протонные К.** Схема протонного трёхрезонаторного К. для усиления СВЧ-мощности представлена на рис. 1. Электроны, эмитируемые катодом К, ускоряются постоянным анодным напряжением  $U_0$ , приложенным

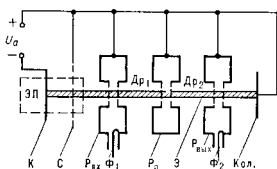
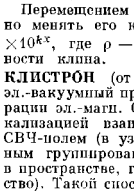
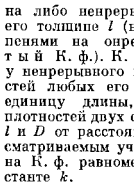
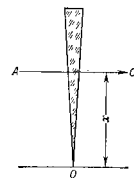


Рис. 1. Схема протонного трёхрезонаторного клистрона.

между катодом и ускоряющим электродом — сеткой С, и формируются в узкий пучок Э с почти однородной вдоль направления движения плотностью заряда и энергич. части. Вылетев из электронной пушки 3П, пучок попадает в зазор входного резонатора  $R_{вх}$ , в к-ром усиленный сигнал, подводящий по фидеру  $F_{вх}$ , возбуждает ВЧ-напряжение. Пройдя зазор, пучок оказывается промодулированным по скорости (рис. 2); электроны, прошедшие зазор в момент изменения поля  $E$  от тормозящего к ускоряющему (точка В), скорости не меняют, прошедшие раньше (участок ВС) — умень-

шают скорость, прошедшие позже (участок АВ) — увеличивают. В свободном от электр. ВЧ-поля дрейфовом пространстве  $Др_1$ , куда пучок попадает, выйдя из резонатора  $R_{вх}$ , скоростная модуляция преобразуется в модуляцию плотности. Электроны пучка группируются вокруг частиц, соответствующих точке В; задние частицы догоняют их, имея большую скорость, а передние приближаются к ним, т. к. скорость их меньше. Группирование пучка нарастает по мере удаления от зазора резонатора  $R_{вх}$  и достигает максимума на нек-ром расстоянии, тем большем, чем меньше амплитуда усиливаемого сигнала. В каждом сечении ток пучка — периодич. ф-ция времени с частотой первичного ВЧ-поля. Для повышения доли первой гармоники в токе пучка используются пассивный резонатор  $R_п$ . При высокой добротности этого резонатора даже плохо сгруппированный пучок возбуждает в нём сильное электр. поле, к-рое в свою очередь воздействует на электронный поток, приводя к дополнит. группированию по второму дрейфовому промежутку  $Др_2$ . Пассивный резонатор (их может быть несколько) вместе с входным резонатором  $R_{вх}$  и дрейфовыми промежутками составляют т. н. г р у п п и р о в а т е л я К. Зазор выходного резонатора  $R_{вых}$  располагается в месте, где группирование пучка максимально. Проходя через  $R_{вых}$ , пучок возбуждает в нём эл.-магн. поле, частота к-рого совпадёт с частотой создаваемого сгустков, а амплитуда определится настройкой резонатора и уровнем связи его с фидером  $F_2$ . Большая часть электронов, расположенная вблизи центра группирования, тормо-



вится возбуждённым полем и отдаёт ему часть своей энергии, к-рая отводится фидером  $\Phi_2$  в согласованную нагрузку. Подбором уровня связи с фидером  $\Phi_2$  и настройкой резонатора  $R_{\text{вых}}$  можно довести величину отводимой ВЧ-мощности до максимально возможной, определяемой степенью группировки пучка и энергией его частиц на выходе из пучки. Непользуемая энергия электронов пучка выделяется в виде тепла на коллекторе (Кол.). Т. о., в К. часть кинетич. энергии электронов пучка трансформируется в энергию ВЧ-поля, отдаваемую в нагрузку.

Характеристики протьюного К. Выходная мощность К.-усилителя ограничена мощностью пучка, равной произведению тока пучка  $I$  на ускоряющее напряжение  $U_a$  пучки. Увеличению  $U_a$  препятствуют и трудности группирования электронов. Они становятся особенно значительными при тех энергиях электронов, когда начинают сказываться релятивистские эффекты, т. к. при этом быстро растёт необходимая длина дрейфового промежутка. Ограничения на ток  $I$  связаны с влиянием пространства зарядов: продольное расплывание сгустков из-за кулоновских сил затрудняет группирование электронов, рост поперечных сил расталкивания электронов приводит к необходимости использования сильного продольного магн. поля для фокусировки. В самых мощных К.  $U_a=300$  кВ,  $I=300$  А. При работе в импульсном режиме мощность на выходе К. достигает десятков МВт, а в непрерывном режиме не превышает сотен кВт, что связано с трудностью отвода тепла с коллектора.

Электронный кнд К. равен отношению ВЧ-мощности, отводимой в нагрузку, к мощности, отбираемой пучком от источника пост. напряжения. При правильной настройке выходного резонатора он определяется качеством группирования пучка в плоскости его зазора. Коэффициент. характеристикой степени группирования служит отношение амплитуды первой (рабочей) гармонки тока  $I_1$  (в его разложении в ряд Фурье) к ср. току пучка  $I$ . При идеальном группировании в точечные сгустки это отношение для всех гармоник равно 2. Теоретич. анализ движения электронов в группирователе показывает, что в идеальном случае для двухрезонаторного К. отност. амплитуда первой гармонки  $I_1=1.16$ , для трёхрезонаторного  $I_1=1.48$  и т. д. Т. к. амплитуды гармоник с ростом их номера спадают медленно, то возможна эфф. работа К. в качестве умножителя частоты. Если разброс электронов по энергиям в сгустках, определяемый отношением ВЧ-напряжения в зазорах резонаторов группирователя к ускоряющему напряжению пучки, невелик (в реальных конструкциях К. это всегда имеет место), то электронный кнд можно считать равным  $1/2$  отност. амплитуды гармонки тока. Для двухрезонаторного К. электронный кнд может достигать 58%, для трёхрезонаторного — 74%, однако за счёт неизбежных доп. потерь полный кнд мощных многорезонаторных К. обычно ~ 40%.

Кэф. усиления К. равен отношению мощности, отводимой в нагрузку, к мощности сигнала, поступающего во входной резонатор. Он достигает 60 дБ ( $10^6$  раз). Это обусловлено почти полным отсутствием во входном резонаторе затрат мощности сигнала на модуляцию электронов по скорости: однократно заряженный пучок половины периода потребляет мощность, а половину периода отдаёт её полню. Поэтому достаточно высокий уровень напряжения на зазоре, требуемый для эфф. модуляции, может быть получен и при малой мощности входного сигнала за счёт высокой добротности резонатора, настройки в резонанс и подбора уровня связи с входным фидером, обеспечивающим отсутствие отражения мощности.

К. являются закопосными приборами, что обусловлено высокой добротностью резонаторов группирователя. При необходимости расширения рабочей полосы частот промежуточные резонаторы расстраиваются

в обе стороны от осн. частоты в ущерб кэф. усиления и кнд. Тем не менее полоса усиливаемых частот К. обычно не превышает 10% от рабочей частоты, и это является осн. недостатком К. Многорезонаторные К.-усилители работают в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн и находят широкое применение в выходных каскадах радиолокаторов, телевизионных передатчиков, системах дальней связи, витания линейных ускорителей.

Отражательный К. Иногда в двухрезонаторных протьюных К. часть мощности из выходного резонатора подается с соответствующим сдвигом фазы во входной, тогда К. работает как автогенератор. Для этой цели, однако, чаще применяется отражательный К. (рис. 3).

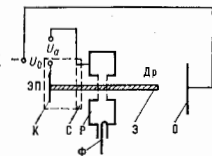


Рис. 3. Схема отражательного клистрона: ЭП — электронная пучка; К — катод; С — ускоряющий электрод (сетка); Р — резонатор; О — отражатель; Ф — фидер; Э — электронный пучок.

Электроны, эмитируемые с катода К, ускоряются пост. напряжением  $U_a$ , приложенным между катодом и сеткой С, и попадают в зазор резонатора Р, где под действием ВЧ-напряжения приобретают модуляцию по скорости. Дальнейшее движение электронов в дрейфовом пространстве, простирающемся до отражателя О, на к-рый подается отрицательный относительно катода потенциал  $U_0$ , происходит в пост. тормозящем поле. При уменьшении скорости электронов до 0 они начинают двигаться обратно в сторону резонатора, группируясь в сгустки. В отличие от протьюного К., группирование здесь происходит вокруг частиц, к-рые прошли зазор резонатора при нулевом поле и момент перехода его с ускоряющего в тормозящее. Электроны, пролетевшие зазор раньше этих частиц, испытывают ускорение. Имея большую нач. скорость, они проходят в дрейфовом пространстве  $D_p$  больший путь до остановки и обратный путь к резонатору совершают дольше. Электроны, вылетевшие из зазора позже, испытывают торможение, скорость их меньше, они проходят в дрейфовом пространстве меньший путь и тратят на это меньшее время. Если образовались сгустки электронов пролетевшие зазор в обратном направлении при тормозящем ВЧ-поле, то пучок в среднем будет отдавать часть своей энергии полю, к-рая и отводится в нагрузку по фидеру Ф.

Поле в резонаторе выполняет одновременно неск. ф-ций: модулирует влетающий со стороны катода пучок электронов по скорости (не затрачивая на это энергии), тормозит осн. массу частиц сгруппированного пучка, возвращающегося от отражателя (отбирая энергию пучка), возбуждает с помощью петля связи волну в передающей линии (отвода ВЧ-мощность в нагрузку). Для выполнения фазовых соотношений, обеспечивающих генерацию, время пребывания центр. частиц сгустков в дрейфовом пространстве должно составлять  $\frac{3}{4} T + pT$ , где  $p=0, 1, 2, \dots$ , а  $T$  — период колебаний. Это достигается подбором потенциала отражателя, разного для каждого р. Условие генерации при данном р выполняется в век-ром интервале напряжений  $U_0$ , а каждому  $U_0$  соответствует своя частота генерации. Возможность такой электронной протестройки частоты, не требующей затраты энергии (электроны не попадают на отражатель), нашла применение на практике.

Поскольку резонатор выполняет неск. противоречивых ф-ций, получить хорошее группирование пучка в отражат. К. не удастся, кнд его мал, но это не так существенно, т. к. осн. применение отражат. К. на-

ходит в измерит. аппаратуре, гетеродина локал. приёмников и т. д., где их мощность колеблется от 0,01 до неск. Вт. Диапазон генерируемых частот 1—60 ГГц.

Крутизна дисперсионной настройки достигает 10 МГц/В.

Лит.: Хэйликс А. З., Климистровые усилители, М., 1974; Мидловитов О. С., Соболев И. Н., Техника на сверхвысоких частот, М., 1980. В. Н. Курдюмов.

**КЛИФФОРДА АЛГЕБРА** (спинорная алгебра) — ассоциативная алгебра  $K_n$  с  $n$  образующими  $k_1, \dots, k_n$ , т. е. совокупности линейных комбинаций из произведений  $k_i$ , причём выполняются соотношения:

$$k_i k_j + k_j k_i = \{k_i, k_j\} = 0 \text{ при } i \neq j, k_i^2 = 1. \quad (1)$$

$K_n$  а. названа по имени У. Клиффорда (W. Clifford), к-рый ввел её в 1876.

$K_n$  а. содержит в виде подалгебры алгебру *кватернионов*;  $K_4$  а. изоморфна алгебре четырёхрядных *Дирака матриц*. Алгебра  $K_n$  имеет конечную размерность  $2^n$  и связана с представлением спинорной группы  $Spin(n)$  — двусторонней накрывающей ортогональной группы  $SO(n)$ . Представление группы  $Spin(n)$  в алгебре  $K_n$  степени  $2^n$ , где  $v = n/2$ , наз. спинорным представлением. При  $n=3$  получаем двумерное спинорное представление частицы со спином  $1/2$ .

В физике  $K_n$  а. появились в работах П. Дирака (P. A. M. Dirac) в 1927. При выводе релятивистски инвариантного уравнения для частиц с полудцелым спином (*Дирака уравнения*) возникает проблема извлечения квадратного корня из гамма-матриц  $\gamma_\mu$ . Если представить квадратичную форму  $H = \sum k_i^2$  в виде квадрата линейной функции  $P(x) = \sum k_i x_i$ , то коэф.  $k_i$  должны удовлетворять соотношениям (1), т. е. образовывать  $K_n$  а.

$K_n$  а. тесно связана с *Грассмана алгебрай*. По каждой алгебре Грассмана можно построить  $K_n$  а. с удвоенным числом образующих с помощью умножения на Грассмана образующую  $\hat{x}_i$  и оператора дифференцирования  $\partial/\partial x_i$ .

Рассматривая также обобщённые  $K_n$  а.  $\tilde{K}_n$  а., образующие к-рых  $\tilde{k}_i$  удовлетворяют соотношениям:

$$\tilde{k}_i \tilde{k}_j + \tilde{k}_j \tilde{k}_i = f(k_i, k_j), \quad \tilde{k}_i^2 = f(k_i, k_i), \quad (1')$$

здесь  $f$  — произвольная квадратичная форма; напр., при  $f = \delta_{ij}$  получается обычный  $K_n$  а.

Лит.: Бернштин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Желтобенко Д. П., Компактные группы Ли и их представления, М., 1970; Казакова Г., Векторная алгебра, пер. с франц., М., 1979. М. И. Мошарезки.

**К-МЕЗОНЫ** (каоны) — семейство из двух электрически заряженных ( $K^+$ ,  $K^-$ ) и двух нейтральных ( $K^0$ ,  $\bar{K}^0$ ) мезонов (адронов) с массами ок. половины массы нуклона, обладающих нулевым спином, отрицательной *внутренней чётностью* и отличной от нуля *странностью*: у  $K^+$  и  $K^0$  странность  $S=+1$ , у  $K^-$  и  $\bar{K}^0$  (являющихся *античастицами*  $K^+$ ,  $K^0$ )  $S=-1$ .  $K^+$  и  $K^0$  объединяются в изотопный дублет (см. *Изотопическая инвариантность*). Аналогичный дублет составляют  $\bar{K}^0$ ,  $K^-$ . Согласно кварковой модели адронов,  $K^+$  и  $K^0$  состоят соответственно из *кварков* ( $us$ ) и ( $ds$ ), а  $K^-$  и  $\bar{K}^0$  — из ( $\bar{u}s$ ) и ( $\bar{d}s$ ). Нейтральные  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ -мезоны, различаясь значением странности, по-разному ведут себя в процессах сильного взаимодействия. Вместе с  $\lambda$ -мезонами и  $\eta$ -мезоном К-м. входят в октет севдоскалярных мезонов.

К-м. представляют собой внешне по массе состоящие с отличной от нуля странностью. Поэтому их распад происходит по слабому взаимодействию с изменением странности на 1,  $|\Delta S|=1$ , а времена жизни на 13—14 порядков превышают характерное время сильного взаимодействия (в силу с этим К-м. условно относят к стабильным частицам). Заряд  $K^\pm$ -мезоны с массой  $m(K^\pm) = 493,689$  (15) МэВ имеют время жизни  $\tau(K^\pm) = 1,2371$  (26)  $\times 10^{-8}$  с. Для нейтральных же К-м.

в вакууме определёнными массами и временами жизни обладают некие суперпозиции состояний  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  — т. п. короткоживущий  $K_S^0$  и долгоживущий  $K_L^0$ -мезоны (см. ниже). Разность масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$  очень мала ( $\Delta m_{LS} = m(K_L^0) - m(K_S^0) = 3,521$  (14)  $\times 10^{-12}$  МэВ) и известна со значительно лучшей точностью, чем сами массы  $K_S^0$ ,  $K_L^0$ -мезонов:  $m(K_S^0) \approx m(K_L^0)$ ,  $m(K_L^0) = 497,67$  (13) МэВ. Времена жизни  $K_S^0$  и  $K_L^0$  равны соответственно  $\tau(K_S^0) = 0,8923$  (22)  $\times 10^{-10}$  с и  $\tau(K_L^0) = 5,183$  (40)  $\cdot 10^{-8}$  с. Согласно *теореме СРТ*, масса и времена жизни  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонов должны совпадать. Это экспериментально проверено с относ. точностью  $10^{-4}$ — $10^{-3}$ .

$$\frac{m(K^+) - m(K^-)}{m(K^+)} = -0,5$$

$$\frac{\tau(K^+) - \tau(K^-)}{\tau(K^+)} = 1,1$$

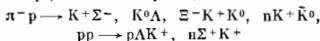
Верх. предел на разность масс  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезонов установлен значительно точнее:

$$\frac{m(K^0) - m(\bar{K}^0)}{m(K^0)} < 6 \cdot 10^{-10}.$$

Открытие К-м. и его значение для физики элементарных частиц. Впервые К-м. были обнаружены в *космических лучах*. Первое их наблюдение относится, по-видимому, к 1944 [Л. Леприкс-Ренге (L. L'eprieux-Ringuet)] и М. Леритте (M. L'heritier), а первое убедит. доказательство существования *странных частиц* (в т. ч. К-м.) получено в 1947, когда были обнаружены [Дж. Д. Рочестер (G. D. Rochester), К. Ч. Батлер (C. Ch. Butler)] т. н. «вилки», отвечающие распаду нейтральной частицы на две заряженные (напр.,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и  $\Lambda \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ) и распаду заряж. частиц на  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  и нейтральную ( $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ). Последующие исследования (1949—54), проводимые физиками разл. стран в космич. лучах на больших высотах, позволили обнаружить разные моды распада К-м., а также приблизительно измерить их массы и времена жизни. В частности, были открыты распады  $K \rightarrow 3\pi$  (к-рые назывались *т-распадами*:  $\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ ), распады  $K \rightarrow 2\pi$  (их называли  $\theta$ -распадами:  $\theta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и  $\theta^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ ), а также распады  $K_{S2}, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  и  $K_{S2}, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu^0$ . Однако эксперименты в космич. лучах не позволяли решить вопрос, являются ли наблюдаемые распады разл. модями распада одной и той же заряд. (или нейтральной) частицы или представляют собой распады разных частиц с приблизительно одинаковыми массами. Сущест. прогресс в изучении К-м. произошёл после того, как их стали получать на ускорителях высокой энергии (1954). Эксперименты на ускорителях подтвердили гипотезу ассоциативного рождения странных частиц (в т. ч. К-м. и *гиперонов*) и, т. о., доказали существование нового квантового члена — странности, сохраняющегося в процессах сильного взаимодействия. Уточнение масс и времён жизни, а также эксперим. доказательство того, что относит. вероятность  $\theta$ - и  $\pi$ -распадов не зависит от их энергии и вторичных взаимодействий, показали, что они являются разными модами распада одной частицы — К-м. Существование  $K_L^0$ -мезона [предсказанного М. Гелл-Манном (M. Gell-Mann)] и А. Пайсом (A. Pais) в 1955 было экспериментально установлено в 1956 [К. Ланде (K. Lande), Ю. Т. Бут (E. Th. Booth), Дж. Иммедуля (J. Immediulla)], Л. М. Ледерман (L. M. Lederman), У. Чинковский (W. Chinsky)]. Эксперим. исследования К-м. привели к установлению важнейших закономерностей в физике элементарных частиц — открытию несохранения в слабом взаимодействии странности, чётности и нарушения *СР-чётности* (последнее до сих пор экспериментально наблюдается только в распадах  $K_L^0$ ). Отсутствие в распадах К-м. *нейтральных токов* с изменением

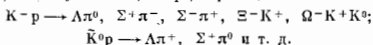
странности и проблема разности масс  $\Delta m_{LS}$  стимулировали развитие гипотезы о существовании *s*-кварка (см. ниже), предсказание его свойств и поиски механизма, объясняющего указанные явления. Физика К-м оказалась очень важной для проверки разл. гипотез, касающихся сильного взаимодействия, ирреде всего *SU*(3)-симметрии, гипотезы частично сохраняющегося аксиального тока (см. Аксиальный ток *частичное сохранение*), алгебры токов, кварковых моделей адронов. Справедливость большинства этих гипотез, названных ранее разрозненными предположениями, следует, как стало ясным, из *квантовой хромодинамики* и *s*-кварковой структуры адронов.

**Сильное взаимодействие К-м.** Наличие странного кварка в составе К-м. определяет специфику их сильного взаимодействия. При взаимодействии нестранных частиц (пиклонов, пионов) К-м. рождаются, как отмечалось, ассоциативно с гиперонами или друг с другом, так чтобы сохранялся суммарное значение странности  $S=0$ . Напр., возможны реакции:



и т. д. (с любым числом пионов, допускаемым законами сохранения), но не наблюдаются реакции  $\pi^- p \rightarrow \Sigma^+ K^-$ . Благодаря тому, что  $K^+$ ,  $K^0$  могут рождаться ассоциативно с гиперонами, а  $K^-, \bar{K}^0$  — только в парах с  $K^+, K^0$  (или с антигиперонами), сечения рождения *к-ры* при взаимодействии нуклонов значительно меньше, чем гиперонов), относит. выход  $K^+, K^0$  оказывается существенно бльшим, чем для  $K^-, \bar{K}^0$ . При энергиях  $\sim 10^2$  ГэВ выход К-мезонов составляет (15—20%) по отношению к  $\pi^+$ -мезонам, в то время как выход  $K^-$  — (3—5%) по отношению к  $\pi^-$ -мезонам. С ростом энергии столкновения растёт и относит. доля ассоциативного рождения К и  $\bar{K}$  и соответственно уменьшаются различные выходы  $K^+ - K^-$  и  $K^0 - \bar{K}^0$ . То, что выход К-м. дане при высоких энергиях столкновения меньше выхода пионов, связано с нарушением *SU*(3)-симметрии по ароматам (*u, d, s*) кварков: сечение рождения пар более тяжёлых кварков (*s*) в 2—3 раза больше по сравнению с рождением пар лёгких кварков (*u* и *d*).

Отриц. странность  $K^-, \bar{K}^0$ -мезонов обуславливает типичное рождение гиперонов при взаимодействии  $K^-, \bar{K}^0$  с нуклонами, напр., в реакциях:



При этом  $\Lambda, \Sigma$ -гипероны, образующиеся в двухчастичных реакциях, с большой вероятностью летят в системе центра инерции сталкивающихся частиц в направлении движения нуклона (т. е. образуются сравнительно медленными в лаб. системе). Это приводит к значительной вероятности образования *интерферды* в пучках  $K^-$ .

Полное сечение взаимодействия К-м. с нуклонами при энергиях  $\sim 10^2$  ГэВ составляет ок. 20 мбар, что примерно на 6—7 мбар меньше сечения взаимодействия пионов с нуклонами при той же энергии. В модели кварков этот факт интерпретируется как уменьшение сечения взаимодействия *s*-кварка по сравнению с сечениями взаимодействия *u, d*-кварков (по закону  $\sigma \sim m_q^2$ , где  $m_q$  — конститутивная масса кварка *q*). Такая интерпретация качественно согласуется с измерениями полными сечениями взаимодействия с нуклонами гиперонов, а также *J/ψ*-частиц.

Из-за различия в массах *s*- и *u, d*-кварков *s*-кварк в К-м. высокой энергии несёт в среднем большую долю импульса, чем *u*- или *d*-кварк. Это подтверждается экспериментально в процессах рождения лептонных пар в пучках  $\pi^+ + K^-, \pi^- + \mu^- + K^-$  и  $\pi^- + \mu^- + X$ , где  $X$  — совокупность адронов. Лептонные пары воз-

никают в этих процессах в основном благодаря аннигиляции  $u + \bar{u} \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , и их сравнение показывает, что при одинаковых импульсах  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезонов *s*-кварк в  $K^-$  несёт меньший импульс, чем в пионе.

В 1971 на ускорителе ИФВЭ (Серпухов) было обнаружено, что, начиная с энергий 17—20 ГэВ, большое сечение взаимодействия  $K^+$  с нуклонами медленно растёт с увеличением энергии столкновения  $\sqrt{s}$  (т. е. Серпуховский эффект). Последующие исследования показали, что замеченный для  $K^+$ -мезонов рост сечения с энергией имеет универсальный характер для всех адронов и совместим с асимптотич. законом  $\sigma \sim \ln^2 \sqrt{s}$ .

**Слабое взаимодействие К-м.** Распады К-м. происходят благодаря слабому взаимодействию *заряженного тока* (*us*) с заряд. лептонными токами ( $e\nu_e$ ), ( $\mu\nu_\mu$ ) (вызывающему лептонные  $K_{L2}$ - и полулептонные  $K_{L3}, K_{L4}$ -распады) и взаимодействию тока (*us*) с током (*du*) (вызывающему нейлтонные распады  $K_{L2}, K_{L3}$ ) (табл.),

Наиболее вероятные распады К-мезонов

$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	(т. н. $K_{M2}$ -распад)	— (63.50 ± 0.16) %
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$		— (21.16 ± 0.15) %
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	( $\pi^+ \pi^-$ -распад)	— (5.59 ± 0.03) %
$K^+ \rightarrow e^+ \nu \pi^0$	( $K_{E3}$ -распад)	— (4.82 ± 0.03) %
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \pi^0$	( $K_{\mu 3}$ -распад)	— (3.20 ± 0.01) %
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	( $\pi^+ \pi^0$ -распад)	— (1.73 ± 0.05) %

где  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$  означают заряженные и нейтральный  $\pi$ -мезоны,  $\nu_e, \nu_\mu, e, \mu, \nu$  — мюон, позитрон и нейтрно соответственно.

Лептонные и полулептонные распады К-м. Кварковая структура тока (*us*) в слабом взаимодействии К-м. объясняет известные правила отбора в полулептонных распадах К-м.:  $\Delta Q = \Delta S$  и  $\Delta I = 1/2$ , где  $\Delta Q, \Delta S, \Delta I$  — изменения элктрич. заряда, странности и изотопич. спина адронов в полулептонных распадах с изменением странности. (Правило  $\Delta I = 1/2$  в лептонных распадах имеет динамич. происхождение; см. ниже.) Правило  $\Delta Q = \Delta S$  разрешает распады  $K^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu_\mu$ ,  $\pi^+ e^- \nu_e$ ;  $K^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ ,  $\pi^+ e^- \bar{\nu}_e$  и запрещает распады  $K^0 \rightarrow \pi^+ \mu^+ \bar{\nu}_\mu$ ,  $\pi^+ e^+ \bar{\nu}_e$ ;  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$ ,  $\pi^- e^+ \nu_e$ . Оно проверено экспериментально с точностью до 2%. Правило  $\Delta I = 1/2$  в полулептонных распадах приводит к соотношениям между вероятностями распадов  $\Gamma$ :

$$\begin{aligned} \Gamma(K^{\pm} \rightarrow \pi^0 l^{\pm} \nu_l (\bar{\nu}_l)) &= \frac{1}{2} \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ l^- \nu_l) = \\ &= \frac{1}{2} \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \bar{\nu}_l) \end{aligned}$$

( $\nu_l$  — соответствующее лептону *l* нейтрино).

Поскольку ток (*us*) входит в *электрослабое взаимодействие* с фактором  $\sin \theta_C$  (где  $\theta_C$  — Кабиббо угол,  $\sin \theta_C \approx 0.21$ ), матричные элементы лептонных и полулептонных распадов К-м.,  $K \rightarrow l\nu_l, \bar{l}\bar{\nu}_l$ , подавлены по сравнению с соответствующими матричными элементами распадов пионов  $\pi \rightarrow l\nu_l, \pi^{\pm} \rightarrow \pi^0 l^{\pm} \nu_l (\bar{\nu}_l)$  множителем  $\text{tg } \theta_C$ . В чисте лептонных распадов К-м., происходящих за счёт аксиальной части слабого тока, нарушение *SU*(3)-симметрии по ароматам кварков приводит к изменению фактора подавления слабого тока с изменением странности на 20—25%, в то время как для полулептонных распадов К-м., происходящих за счёт векторной части слабого тока, влияние эффектов нарушения *SU*(3)-симметрии на угол Кабиббо существенно меньше (согласно т. н. теореме Адемолло — Гатто (M. Ademollo, R. Gatto, 1969), поправки первого порядка по нарушению *SU*(3)-симметрии к векторным вершинам взаимодействия обращаются в нуль). Распады  $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu_l (\bar{\nu}_l)$ , составляющие ок. 63% распадов заряд. К-м., являются (наряду с распадами  $\pi \rightarrow l\nu$ ) одним из гл. источников мюонов и мюонных нейтрино, возникающих от взаимодействия первичных космич.

лучей в атмосфере Земли. Поляризация заряд. лентона в чисто лентонных распадах К-м. (так же, как и в распадах пионов) определяется в силу законов сохранения угл. момента и импульса поляризацией соответствующего нейтрно, т. е. является вынужденной, и противоположна спиральности, с к-рой заряд. лентон входит в слабый ток. В связи с этим матричный элемент чисто лентонного распада пропорционален массе заряд. лентона, а отношение вероятностей распадов  $K \rightarrow e\nu_e$  и  $K \rightarrow \mu\nu_\mu$  составляет (без учёта радиационных поправок) величину

$$\frac{\Gamma(K \rightarrow e\nu_e)}{\Gamma(K \rightarrow \mu\nu_\mu)} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \frac{m_K^2 - m_e^2}{m_K^2 - m_\mu^2} \approx 2,5 \cdot 10^{-6},$$

согласующуюся с экспериментом.

В полунлентонных трёхчастичных распадах К-м. законы сохранения позволяют заряд. лентонам иметь «естественную» спиральность и поэтому вероятности  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$  распадов по порядку величины одинаковы. Амплитуда  $K_{\mu 3}$  распада имеет вид

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin \theta_C [f_+(q^2)(p_K + p_{\pi\alpha}) + f_-(q^2)(p_K - p_{\pi\alpha})] f_\alpha^2,$$

где  $G_F$  — фермиевская константа слабого взаимодействия,  $p_K, p_\pi$  — 4-импульсы К-м. и пиона,  $q = p_K - p_\pi$ ,  $f_\alpha$  — заряд. лентонный ток (по индексу  $\alpha = 0, 1, 2, 3$  подразделяется суммирование), а  $f_\pm$  — функции  $f_\pm(q^2)$  и  $f_\pm(q^2)$  — формфакторы, зависящие от квадрата переданного импульса  $q^2$ . Для распадов нейтральных К-м. экстраполированное в  $q^2 = 0$  значение первого формфактора вследствие  $SU(3)$ -симметрии равно единице:  $f_0^+(0) = 1$ , а для заряд. К-м. из-за правила  $\Delta I = 1/2$ :  $f_+^+(0) = 1/\sqrt{2}$ . Поправки, связанные с нарушением  $SU(3)$ -симметрии, для формфакторов  $f_\pm$  малы в силу теоремы Адельмо — Гатто. В пределах точной  $SU(3)$ -симметрии формфактор  $f_+$  при  $q=0$  должен отсутствовать:  $f_-(0) = 0$ . Однако для величин  $f_+$  теорема Адельмо — Гатто неприменима и эффекты нарушения  $SU(3)$ -симметрии могут приводить в принципе к  $f_- \sim 1$ . Используя Дирака уравнение для лентонов, входящих в лентонный ток, можно показать, что часть матричного элемента  $K_{\mu 3}$  распада, содержащая  $f_-$ , пропорциональна массе заряд. лентона. Поэтому от формфактора  $f_-$  зависит лишь вероятность  $K_{\mu 3}$  распада, в то время как вероятность  $K_{e3}$  распада практически полностью определяется одним формфактором  $f_+$ . Существует интерес представляет эксперим. определение величины  $\xi = f_-/f_+$ . Наличие у  $\xi$  мнимой части могло бы свидетельствовать о нарушении  $CP$ -инвариантности в распаде  $K_{\mu 3}$  [согласно эксперим. данным, в  $K_{\mu 3}^0$  распадах  $\text{Im} \xi = -0,017(23)$ , а в  $K_{\mu 3}^+$  распадах  $\text{Im} \xi = -0,020(22)$ ].

Вероятность четырёхчастичных полунлентонных распадов,  $K \rightarrow 2\pi\nu$ , относительно мала из-за малости фазового объёма. Матричный элемент  $K_{14}$  распадов имеет вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta_C (V_\alpha + A_\alpha) f_\alpha^2,$$

$$A_\alpha = f_1(p_1 + p_2)_\alpha + f_2(p_1 - p_2)_\alpha + f_3(p - p_1 - p_2)_\alpha,$$

$$V_\alpha = f_4 m_K^{-2} \varepsilon_{\alpha\mu\nu\rho} p_\mu p_\nu p_\rho,$$

где  $V_\alpha$  и  $A_\alpha$  — матричные элементы векторной и аксиальной частей тока ( $u_s, p_1, p_2, p$  — 4-импульсы  $\pi$ -мезонов и К-мезона,  $f_{1-4}$  — формфакторы,  $\varepsilon_{\alpha\mu\nu\rho}$  — полностью антисимметричный тензор ( $\varepsilon_{1234} = 1$ ). Вклад формфактора  $f_3$  пропорционален массе лентона, как и вклад формфактора  $f_4$  в случае  $K_{13}$  распада. Поскольку сумма  $(p_1 + p_2)$  симметрична относительно перестановки  $\pi$ -мезонов, то член, пропорциональный  $f_3$ , описывает рождение  $\pi$ -мезонов в S-волне. В силу Бозе — Эйштейна статистики для  $\pi$ -мезонов изотонич. часть соот-

ветствующей амплитуды также симметрична относительно перестановки  $\pi$ -мезонов и отвечает полному изоспину  $I=0$ . Из-за перерасеяния  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии формфактор  $f_1$  представляет собой комплексную величину и его фаза  $\delta_1$  совпадает с фазой  $\pi$ -рассеяния в S-волне и с полным изоспином  $I=0$ . Аналогично формфактор  $f_2$  описывает рождение  $\pi$ -мезонов в P-волне и его фаза совпадает с фазой  $\delta_1$  амплитуды рассеяния в состоянии с  $I=1$ .

Изучение  $K_{14}$  распадов представляет значит. интерес по неск. причинам. Во-первых, оно позволяет получить независимую информацию о величине  $(\delta_0 - \delta_1)$ . Более того, величины  $f_1$  могут быть определены в рамках гипотезы частичного сохранения аксиального тока:

$$f_1 = f_2 = f_\pi^+ f_+,$$

где  $f_\pi$  — константа распада  $\pi \rightarrow \mu\nu$ ,  $f_\pi \approx 0,93 m_\pi$ ,  $m_\pi$  — масса  $\pi$ -мезона. Далее, величина  $f_1$  в пределах точной  $SU(3)$ -симметрии выражается в терминах амплитуды эл.-магн. распада  $\eta$ -мезона,  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , поскольку слабый адронный ток и эл.-магн. ток адронов принадлежат одному октету. Формфактор  $f_2$  определяет (средством интерференции с  $f_1$ ) P-речётные эффекты и может быть измерен на опыте, несмотря на то, что вклад его в полную вероятность распада пренебрежимо мал.

Изучение нелентонных распадов К-м.,  $K_{14}$  и  $K_{e3}$ , сыграло важную роль в установлении правил отбора для нелентонных распадов и проверке гипотезы частичного сохранения аксиального тока.

Уже первые наблюдения двухчастичных нелентонных распадов К-м. обнаружили сильное подавление распадов  $K^+$ :

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \sim \frac{1}{500}.$$

Для объяснения этого феномена было предложено (М. Гелл-Ман — А. Пайс, 1955) правило отбора по изоспину  $\Delta I = 1/2$ , где  $\Delta I$  — изменение полного изоспина адронов в нелентонном слабом распаде. Действительно,  $\pi$ -мезоны в распадах  $K \rightarrow 2\pi$  рождаются в S-волне и из-за бозе-статистики могут обладать полным изоспином  $I=0$  или  $I=2$ . Поскольку нара  $\pi^+ \pi^-$  в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  имеет ненулевую заряд, для неё возможно только состояние с  $I=2$ . Если имеет место правило отбора  $\Delta I = 1/2$ , то К-м., изоспин к-рого  $I = 1/2$ , не может распадаться в состоянии с  $I=2$ , что и объясняет наблюдаемое подавление  $K_{2\pi}^+$  распада.

Однако само правило отбора  $\Delta I = 1/2$  для нелентонных распадов, в отличие от лентонных, не имеет очевидного объяснения как кварковом языке, т. к. произведение токов  $(u_s)(d_u)$  содержит члены как с  $I = 1/2$ , так и с  $I = 3/2$ .

Правило отбора  $\Delta I = 1/2$  приводит к многочисл. предсказаниям для амплитуд  $K \rightarrow 3\pi$  распадов. Предсказываются, в частности, что

$$\begin{aligned} & \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-) : \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0) : \\ & : \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) : \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^+) = 4 : 3 : 2 : 1. \end{aligned}$$

Эти предсказания согласуются с опытом в пределах неск. %. Помимо полной вероятности в распадах  $K \rightarrow 3\pi$  измеряется также спектр конечных  $\pi$ -мезонов. Экспериментально спектр хорошо аппроксимируется линейной ф-цией энергий  $\pi$ -мезонов:

$$M(K \rightarrow 3\pi) = a + b \frac{Q}{m_K} y,$$

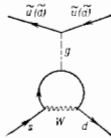
где  $a, b$  — константы,  $Q$  — энерговыделение,  $y = 2\varepsilon/\varepsilon_{\text{max}} - 1$ ,  $\varepsilon$  — кинетич. энергия т. н. венарного  $\pi$ -мезона ( $\pi^-$  в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $\pi^0$  в распаде  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $\pi^+$  в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^+$ ). Правило отбора  $\Delta I = 1/2$  связывает между собой величины  $a, b$  для разл. распадов.

Дальнейшие предсказания для величины  $a$  и  $b$  могут быть получены с помощью алгебры токов. Удаётся

выразить их через амплитуды  $K \rightarrow 2\pi$ -распадов. Важно, что так удаётся вычислить не только амплитуды с  $\Delta I = -1/2$ ,  $\kappa$ -рые доминируют, но и поправки, связанные с переходами с  $\Delta I = 3/2$ . Более того, оказалось, что в одном случае эти поправки численно аномально велики. Речь идёт об отклонении  $r = b(1+00)/b(1+-)$ , где в скобках указаны заряды  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии. Правило  $\Delta I = 1/2$  приводит к предсказанию  $r = -2$ , а то время как учёт переходов с  $\Delta I = 3/2$  сдвигает это отношение в точку  $r \approx -3$ . Предсказанное нарушение правила  $\Delta I = 1/2$  было обнаружено экспериментально. Поскольку предсказание основано на гипотезе о том, что лагранжиан нелептонных распадов есть произведение токов, то ясно, что правило отбора  $\Delta I = 1/2$  имеет динамич. характер.

Было предложено неск. механизмов динамич. усиления переходов с  $\Delta I = 1/2$  сильным взаимодействием.

Рис. 1. Диаграмма, которая, возможно, играет главную роль в распадах  $K \rightarrow 2\pi$ ,  $3\pi$ . Сплошные линии обозначают кварки, волнистая — промежуточный бозон слабого взаимодействия (W), пунктирная линия — глюон, между которыми обуславливает сильное взаимодействие между кварками. Диаграмма удовлетворяет правилу  $\Delta I = 1/2$ .



Т. к. сильные взаимодействия кварков описываются квантовой хромодинамикой, то речь идёт об учёте обменов как  $W$ -бозонами, так и глюонами. Не исключено, что наблюдаемое на опыте усиление переходов с  $\Delta I = -1/2$  протекает от комбинации неск. факторов. Наиб. вклад вносит, по-видимому, диаграмма, представленная на рис. 1 (А. И. Вайштейн, В. И. Захаров, М. А. Шифман, 1976). В литературе они получили название «пингвины». Поскольку существенна область, в  $\kappa$ -рой константа связи кварков с глюонами велика, то вряд ли удастся решить вопрос о происхождении правила отбора  $\Delta I = 1/2$  до конца аналитич. образом. Делаются попытки вычислений амплитуд нелептонных распадов  $K$ -мезонов на машинах, в рамках решётчатой формулировки квантовой хромодинамики. Расчёты подтверждают выделенную роль диаграммы типа «пингвины», хотя точность расчётов пока недостаточна для однозначных выводов.

Совместное действие слабых нелептонных и эл.-маг. взаимодействий приводит к радиац. распадам  $K$ -м., из  $\kappa$ -рых наиб. вероятность имеет распад  $K \rightarrow 2\pi\gamma$ . Амплитуда этого распада определяется двумя независимыми факторами  $g_{1,2}$ :

$$M(K \rightarrow 2\pi\gamma) = \frac{e}{\sqrt{2}} \sin \theta_C [g_1(p_1 - p_2)_\alpha + i g_2 \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_\beta p_\gamma p_\delta] \epsilon_\alpha,$$

где  $\epsilon_\alpha$  — вектор поляризации фотона,  $p, p_{1,2}$  — 4-импульсы  $K$ - и  $\pi$ -мезонов.

В амплитуде распадов  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  доминирует вклад тормозного излучения. Если рассматривать только этот вклад, то изучение радиац. распада не даёт никакой новой информации по сравнению с распадом  $K \rightarrow 2\pi$ . Однако на опыте обнаружено отклонение от простых ф.-л. тормозного излучения (т. п. структурное излучение).

В настоящее время наиб. интерес представляет проверка правил отбора для нейтральных токов. Согласно стандартной теории электрослабого взаимодействия, нейтральные токи диагональны, т. е. не меняют сорта (аромата) кварков ( $u$ -кварк переходит в  $u$ -кварк и т. д.). В частности, строго запрещён распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu} \nu$ , поскольку  $K^+$  содержит  $\bar{s}$ -кварк,  $\kappa$ -рого нет в  $\pi^+$ . Экспериментально получена верх. граница на возможную ширину этого распада:

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu} \nu) < 1,4 \cdot 10^{-7} \Gamma_{tot},$$

где  $\Gamma_{tot}$  — полная ширина  $K^+$ . Хотя подобные распады с изменением аромата кварков в нейтральных токах отсутствуют в стандартной теории, их существование предсказывается различными её обобщениями. Упомянем, напр., гипотезу о существовании нового сильного взаимодействия с малым радиусом сил — т. н. гиперцет или техницет. При попытке построения реалистич. моделей, включающих гиперцет, как правило, возникает нейтральные токи с изменением аромата кварков. Поэтому уточнение эксперим. границ на вероятности разл. экзотич. распадов  $K$ -м. не-ирректно представляют большой интерес, позволяя получить информацию о физ. процессах на очень малых расстояниях в опытах при низких энергиях.

Как отмечалось, состояния  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  являются партнёрами  $K^+$ ,  $K^0$  по изотонич. дублетам и поэтому удобны для обсуждения сильного взаимодействия  $K$ -м. Следует, однако, иметь в виду, что они не отвечают состояниям с опред. массой и временем жизни. В силу теоремы  $CP$ , массы  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  должны быть строго вырожденными, и если бы странность была строго сохраняющимся квантовым числом, то  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  являлись бы стабильными частицами равной массы. Однако странность не сохраняется в слабом взаимодействии, поэтому  $K$ -мезоны распадаются. Более того, никакие правила отбора не запрещают распады  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  по одним и тем же каналам, напр.  $K^0 \rightarrow 2\pi$  и  $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$ . Это означает, в свою очередь, что во втором порядке по слабому взаимодействию возможен переход из  $K^0$  в  $\bar{K}^0$ . Поскольку исходные состояния строго вырождены, то даже эти, очень слабые переходы второго порядка по слабому взаимодействию весьма существенны и именно их свойства определяют волновые ф-ции состояний с определёнными массами и временами жизни.

Если бы  $CP$ -чётность была строго сохраняющимся квантовым числом, то волновыми ф-циями состояний с определёнными массами и ширинами были бы т. н.  $K_1^0$  и  $K_2^0$ -мезоны:

$$K_{1,2}^0 = \frac{K^+ + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}; CP |K_1^0\rangle = + |K_1^0\rangle, CP |K_2^0\rangle = - |K_2^0\rangle.$$

Т. к. эффекты нарушения  $CP$ -инвариантности малы, то представления о  $K_1^0$  и  $K_2^0$ -мезонах очень полезны. Отметим также, что  $K_1^0$  и  $K_2^0$  являются собств. ф-циями не только оператора  $CP$ -преобразования, но и оператора  $C$ -чётности (зарядовой чётности), поэтому  $K_1^0$  и  $K_2^0$  были введены в рассмотрение ещё до открытия несохранения чётности в слабом взаимодействии.

«Несовпадение» состояний с опред. временем жизни (приближённо,  $K_1^0$  и  $K_2^0$ ) и состояний, являющихся собственными значениями гамма-оператора сильного взаимодействия ( $K_S$  и  $K_L$ ), приводит к ряду своеобразных явлений,  $\kappa$ -рые впервые обсуждали А. Паисом и О. Пичино (О. Piccioni) в 1955. Происходят переходы, или осцилляции,  $K^0$  в  $\bar{K}^0$  в вакууме.

Пусть в нач. момент времени при  $t=0$  рождаются  $K^0$ -мезоны, напр. в реакции  $\pi^+ p \rightarrow \Lambda K^0$ . Как обсуждалось выше, в распадах  $K^0$  образуются отрицательно заряж. лептоны, а в распадах  $\bar{K}^0$  — положительно заряженные. Из-за осцилляций  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  будет меняться число положительно и отрицательно заряж. лептонов,  $\kappa$ -рые образуются в распадах нейтральных  $K$ -м. Для числа  $N_{l\pm}$  положительно заряж. лептонов легко получить:

$$N_{l+}(t) \sim \exp(-\Gamma_1 t) + \exp(-\Gamma_2 t) + 2 \exp\left(-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} t\right) \cos\left\{\left(m_2 - m_1\right) t\right\},$$

где  $m_{1,2}$ ,  $\Gamma_{1,2}$  — массы и ширины  $K_{1,2}^0$ -мезонов,  $t$  — время протёка. Если протёдёт достаточно большое время, то останется шумок  $K_2^0$ -мезонов, время жизни  $\kappa$ -рых



значительно больше, чем  $K_1^0$ -мезонов. Различие во времена жизни связано с тем, что только для  $K_1^0$  разрешён распад на  $2\pi$  (при условии сохранения  $CP$ -чётности) и ширина этого распада выходящая из всех парциальных ширины распадов  $K$ -м. Если, далее, пучок  $K_2^0$  взаимодействует опять с веществом, то когерентность  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  компонент нарушается, поскольку  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$  имеют разл. сильные взаимодействия. В результате после прохождения пластинок вещества в пучке  $K_2^0$  появятся вновь  $K_1^0$ . Говорят, что в пластинке произошла регенерация  $K_1^0$ -мезонов.

В 1964 Дж. У. Кронин (J. W. Cronin), Дж. Кристенсен (J. H. Christensen), В. Л. Фитч (V. L. Fitch) и Р. Тюрлей (R. Turley) обнаружили, что, хотя и с малой вероятностью, долгоживущий мезон в вакууме распадается на  $2\pi$ . Т. к. состояния  $1^+1^-$  или  $1^01^0$ , образующиеся в распадах бесспиновых частиц, обладают определённой  $CP$ -чётностью, то это наблюдение показало, что в действительности волновая функция долгоживущего мезона  $K_L^0$  отличается от  $K_2^0$  и представляет собой суперпозицию  $K_2^0$  и  $K_1^0$ :

$$K_L^0 = (K_2^0 + \epsilon K_1^0) (1 + |\epsilon|^2)^{-1/2},$$

где  $\epsilon$  — комплексное число.

В распадах  $K_L^0 \rightarrow 2\pi$  определяется модуль величины  $\epsilon$ . Вещь, часть  $\epsilon$ ,  $Re \epsilon$ , была измерена при наблюдении зарядовой асимметрии в распадах  $K_{L3}$  для долгоживущих мезонов. Параметр этой асимметрии обозначают обычно буквой  $\delta$ :

$$\delta = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 1^+1^-) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow 1^-1^+)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 1^+1^-) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow 1^-1^+)},$$

$$\delta \approx 2 Re \epsilon.$$

В силу  $CPT$ -теоремы водован функция короткоживущего  $K_S^0$ -мезона выражается через те же число  $\epsilon$  (отражение того, что исходные состояния  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  связаны операцией  $CPT$ -преобразования):

$$K_S^0 = (K_1^0 + \epsilon K_2^0) (1 + |\epsilon|^2)^{-1/2}.$$

Т. о., все эффекты нарушения  $CP$ -инвариантности в распадах  $K$ -мезонов параметризуются в терминах  $\epsilon$ . Эксперим. значения модуля и фазы  $\epsilon$  таковы:

$$|\epsilon| = (2,275 \pm 0,021) \cdot 10^{-3},$$

$$arg \epsilon = (44,6 \pm 1, 2)^\circ.$$

Пока эффекты нарушения  $CP$ -инвариантности наблюдались исключительно в распадах нейтральных  $K$ -м. Модель сверхслабого нарушения  $CP$ -инвариантности [Л. Вольфенштейн (L. Wolfenstein), 1964] возмозит это наблюдение в принципе и постулирует, что  $CP$ -инвариантность не сохраняется только в нек-ром новом взаимодействии, сила к-рого примерно на три порядка меньше, чем второй порядок по слабому взаимодействию. Тогда в распадах  $K$ -мезонов нарушение  $CP$ -инвариантности проявляется сильнее всего на уровне  $10^{-3}$  в амплитуде, потому что всё смешивание  $K^0 - \bar{K}^0$  обусловлено эффектами второго порядка по слабому взаимодействию. Согласно этой модели, нарушение  $CP$ -инвариантности определяется единств. числом — амплитудой перехода  $K_1^0 \leftrightarrow K_2^0$ . Распад  $K_1^0 \rightarrow 2\pi$  описывается, в частности, как переход  $K_2^0$  в  $K_1^0$  с последующим распространением и распадом  $K_1^0$ . Амплитуда  $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$  перехода мала в силу  $CPT$ -теоремы, и петривальность фазы  $\epsilon$  связана только с пронаотатором  $K_1^0$ :

$$\epsilon \sim \frac{i}{m_2 - m_1 - i(\Gamma_2 - \Gamma_1)/2},$$

$$\text{или } arg \epsilon = \arctg [2(m_2 - m_1)/\Gamma_2].$$

Др. гипотеза заключается в том, что  $CP$ -инвариантность нарушается в массовой матрице кварков, при-

чём характерный параметр нарушения порядка  $|\epsilon| \sim 10^{-3}$  [М. Кобаяси (M. Kobayashi), Маскава (K. Maskawa), 1973]. Согласно этой модели, вклад промежуточных  $K_1^0$ -состояния в распад  $K_2^0 \rightarrow 2\pi$  невелик параметрически, но по-прежнему численно доминирует над вкладом др. возможных состояний. В этой модели предсказываются отклонение от модели сверхслабого взаимодействия, причём ожидаемое отличие фазы невелико:

$$arg \epsilon = -\arctg [2(m_2 - m_1)/\Gamma_2] \approx 2^\circ.$$

Проводятся эксперименты, позволяющие обнаружить подобные отклонения.

Открытие  $CP$ -неинвариантности в распадах  $K^0$ -мезонов ярко демонстрирует уникальные возможности, к-рые предоставляет система  $K^0 - \bar{K}^0$  для измерения весьма малых эффектов. Эти возможности в конечном счёте связаны с тем, что разность масс  $(m_2 - m_1)$ , хотя и возникает только во втором порядке по слабому взаимодействию, экспериментально измерима.

Рис. 2. Кварковые диаграммы для перехода  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  во втором порядке по слабому взаимодействию. Газары  $sd$  объединяются в  $K^0$ ,  $\bar{sd}$  — в  $\bar{K}^0$ . Сплошные линии — кварки, волнистые —  $W$ -бозоны. Если оставить вклад только  $s$ -кварка в промежуточном состоянии, то теория оказывается несамосоогласованной. Введение  $s$ -кварка со специально подобранными константами позволило согласовать теорию с опытом при условии, что масса  $s$ -кварка относительно невелика.



Этот факт сыграл решающую роль также в предсказании существования очарованных кварков. Дело в том, что если ограничиться лишь  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварками, к-рые только и были известны до сер. 70-х гг., то кварковые диаграммы второго порядка по слабому взаимодействию (рис. 2) приводят к величине  $(m_2 - m_1)$ , на неск. порядков превышающей эксперим. значение. Чтобы справиться с этой трудностью (теор. С. Л. Глашюу (S. L. Glashow), Дж. Илюпоулос (J. I. Illiopoulos) и Л. Майяни (L. Maiani) в 1970 выдвинули гипотезу о существовании нового, очарованного,  $s$ -кварка, константы взаимодействия к-рого подобраны так, чтобы вклад  $s$ -кварка в промежуточном состоянии в точности сокращался. Разумеется, сокращение может иметь место только при виртуальных импульсах, больших массы, иначе диаграммы с  $u$ - и  $s$ -кварками различны кинематически. Исходя из этих соображений и анализа эксперим. числа для  $(m_2 - m_1)$ , можно было оценить верх. границу для массы  $s$ -кварка. Она оказалась равной всего неск. массам протона. Позже новый кварк с массой ок. 1,5 ГэВ был действительно обнаружен экспериментально, и константы его слабого взаимодействия оказались именно такими, как было востановлено теоретически за неск. лет до открытия очарованных частиц.

В настоящее время подобные соображения являются стандартными при получении ограничений на возможные значения массы и констант связи ещё не открытого  $t$ -кварка.

Лит.: Марнон М. А., Гипероны и  $K$ -мезоны, М., 1958; Далич Р., Странные частицы и сильные взаимодействия, пер. с англ., М., 1964; Окунь Л. Б., Слабые взаимодействия элементарных частиц, М., 1963; е-го же, Лентоны и кварки, М., 1981; Ли и Ц., Ву Ц., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968. С. С. Герштейн, В. И. Захаров.

**КНУДСЕНА ЧИСЛО** ( $Kn$ ) — один из подобий критериев движения разреженных газов,  $Kn = l/L$ , где  $l$  — ср. длина свободного пробега молекул в газе,  $L$  — характерный размер течения (напр., длина обтекаемого тела, диаметр трубопровода, диаметр свободной струи). Названо по имени М. Кнудсена (M. Knudsen). Числ. величина  $Kn$  характеризует степень разреженности газовой потока. Если  $Kn \gg 1$  (теоретически при  $Kn > 10$ ), аэродинамич. характеристики обтекаемых разреженным газом тел (или течения в вакуумных

тубонородах) можно рассчитывать, не рассматривая столкновений молекул между собой, а учитывая лишь удары молекул о твёрдую поверхность (свободномолекулярное течение). Практически такие методы становятся применимыми и используются уже при  $Kл \sim 1$ . Если  $Kл \ll 1$  (теоретически — при  $Kл \rightarrow 0$ ), справедливо осн. предположение гидроаэромеханики о сплошности (континуальности) среды и при расчёте течения можно пользоваться *Эйлера уравнениями* или *Навье — Стокса уравнениями* с соответствующими граничными условиями. Практически эти методы справедливы и используются уже при  $Kл \sim 10^{-3}$ .

В области значений  $K$ , ч.  $10^{-3} < Kл < 1$  реализуются разл. промежуточные между свободномолекулярным и континуальными режимами течения разреженного газа с новыми граничными условиями (см. *Динамика разреженных газов*).

**КОАГУЛЯЦИЯ АКУСТИЧЕСКАЯ** — процесс сближения и укрупнения взвешенных в газе или жидкости мелких твёрдых частиц, жидких капель и газовых пузырьков под действием акустич. колебаний звуковых и УЗ-частот. При  $K$  а. уменьшается дисперсность (оцениваемая по общей поверхности частиц, отнесённой к единице объёма) и число частиц дисперсной системы; в результате  $K$  а. происходит укрупнение и осаждение взвешенных в газе (аэрозоли) или жидкости (гидрозоли) твёрдых частиц, капель и пузырьков.

Малый размер частиц аэрозоля является причиной их большой подвижности: частицы участвуют в броуновском движении, увлекаются конвективными и гидродинамич. течениями. При наложении звукового поля возникают доплотит. силы, способствующие коагуляции: взвешенная в газе частица вовлекается в колеб. движение, на неё действует *баланс звукового излучения*, вызывая её дрейф, она увлекается *акустическими течениями* и т. д. Как известно, между частицами, движущимися по отношению к среде, возникают силы гидродинамич. взаимодействия, обусловленные звуковым полем (см. *Пондеромоторные силы* в звуковом поле), к-рые также могут приводить к быстрому сближению частиц и вызывать  $K$  а.

$K$  а. применяется для осаждения пылей, дымов и туманов. Степень и скорость очистки газа методом  $K$  а. в основном определяются: 1) интенсивностью звука  $I$ ; заметная коагуляция начинается при  $I \approx 0,01$  Вт/см<sup>2</sup> и с дальнейшим увеличением  $I$  интенсифицируется; для практич. применения необходима интенсивность  $I > 0,1$  Вт/см<sup>2</sup>; 2) временем экспозиции, к-рое зависит от  $I$  (при  $I = 1,0$  Вт/см<sup>2</sup> весь процесс  $K$  а. протекает в течение неск. секунд); 3) частотой  $f$  (частотная зависимость процесса  $K$  а. точно не установлена, хотя известно, что оптим. значение частоты озвучивания определяется дисперсным составом аэрозоля: чем мельче частицы, тем выше  $f$ ); на практике обычно применяют акустич. колебания частоты 0,5—20 кГц; 4) исходной концентрацией аэрозоля (используя известный метод  $K$  а. рационально при концентрации  $\geq 1-2$  г/м<sup>3</sup>, с увеличением концентрации эффективность  $K$  а. возрастает).

$K$  а. гидрозолей протекает при частотах озвучивания, лежащих в УЗ-диапазоне. Скорость  $K$  а. гидрозолей в основном также определяется интенсивностью УЗ (уровнем звукового давления), однако процесс усложняется кавитацией, приводящей к диспергированию и эмульгированию образовавшихся осадков.  $K$  а. гидрозолей применяется для очистки жидкостей в хим. и пищевой промышленности, напр. при обработке вина.

Лит.: Мельников Е. П., *Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей*, М., 1983; Ультразвук в гидрометаллургии, М., 1989; Широкова Н. Л., *Коагуляция аэрозолей*, в кн.: Физика и техника мощного ультразвука, (кн. 3) — Физические основы ультразвуковой технологии, М., 1979.

**КОБАЛЬТ** (Cobaltum), Co, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, ат. номер 27, ат. масса 58,9332. В природе представлен стабильным <sup>59</sup>Co.

Электронная конфигурация двух внеш. оболочек  $3d^5 4s^2 4p^6 4d^8$ . Энергии последоват. ионизации 7,865, 17,06 и 33,50 эВ. Кристаллохим. радиус атома  $K$ , 0,125 нм, радиус иона  $Co^{2+}$  0,078 нм, иона  $Co^{3+}$  0,064 нм. Значение электроотрицательности 1,70.

В свободном виде — серебристый металл с розовым или синеватым отливом. При темп-ре до 427—430 °C устойчив  $\alpha$ -Co с гексагональной кристаллич. решёткой с параметрами  $a = 0,251$  и  $c = 0,409$  нм; при более высоких темп-рах переходит в  $\beta$ -Co с гранцентрированной кубич. решёткой. Плотн.  $\alpha$ -Co 8,84 г/дм<sup>3</sup>,  $t_{пл.} = 1494$  °C,  $t_{жид.}$  ок. 2960 °C. Теплоёмкость  $c_p = 24,8$  Дж/моль·K, теплота плавления 16,3 кДж/моль, теплота испарения 376 кДж/моль. Темп-ра Дебая 445 K. Коэф. теплового линейного расширения  $1,336 \times 10^{-5} K^{-1}$  (40 °C), теплопроводность 70,9 Вт/м·K (290 K). Уд. эл. сопротивление 0,4329 мкОм·м (400 K). К. ферромагнитен до темп-ры 1121 °C (точка Кюри). Предел прочности при растяжении 500 МПа для ковального и отожжённого  $K$ , 240—260 МПа для литого  $K$  и 700 МПа для проволоки. Тв. во Бринелле металл. К., подвергнутого обработке, от 1,2 до 3 ГПа. Модуль упругости поликристаллич.  $K$ , 196—206 ГПа, модуль сдвига 47—90 ГПа.

В хим. соединениях проявляет степень окисления +2 и +3, редко +1 и +4. Хим. активность близка к активности железа. Применяется как компонент твёрдых жаропрочных, магн. и коррозионностойких сплавов и покрытий. Важный микроэлемент, 4% K. содержится в витамине  $B_{12}$ . Соединения K. используются для окрашивания стёкол. Интерметаллич. соединения  $SmCo_5$  применяют для изготовления сильных магнитов. Из искусства. радиоизотопов наиб. значение имеет  $\beta^-$ -радиоактивный <sup>60</sup>Co ( $T_{1/2} = 5,271$  год),  $\gamma$ -излучение к-рого используется в медицине (кобальтовая пушка), для лучевой стерилизации, в бесконтактных уровнемерах и др.

**КОВАЛЕНТНАЯ СВЯЗЬ** (от лат. со — совместно и valens — имеющий силу) (гомоналярная связь) — химическая связь, возникающая между двумя атомами при обобществлении принадлежащих им электронов. Ковалентными связями соединены атомы в молекулах простых газов ( $H_2$ ,  $Cl_2$  и пр.) и соединений ( $H_2O$ ,  $NH_3$ ,  $HCl$ ), а также атомы мн. органич. молекул. Число обобществлённых электронных пар наз. к р а т и о с т ь ю K. с .

В действительности чисто  $K$  с. может иметь место только в гомоналярных (от греч. *гом* — одинаковый) молекулах, таких, как  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  и пр. В гетероналярных молекулах, где неизбежен перенос заряда с одного атома на другой, между атомами помимо т. н. обменных сил возникает дополнительно силы эл.-статич. притяжения. Поэтому хим. связь носит частично ковалентный, частично ионный характер. Методами *квантовой химии* можно приближённо оценить степень ковалентности хим. связи. См. также *Ковалентные кристаллы*.

**КОВАЛЕНТНЫЕ КРИСТАЛЛЫ** — кристаллы с ковалентными хим. межатомными связями. К. к. образуются чаще всего из элементов IV и близких к ней групп *периодической системы элементов* с тетраэдрич. гибридизацией валентных орбиталей, так что *химическая связь* осуществляется парами электронов, локализованных между близко расположенными атомами (см. *Ковалентная связь*). Вследствие направленности и прочности этой связи К. к. обладают высокой твёрдостью, упругостью, некие из них — хрупкие. К. к. обычно имеют высокую теплопроводность. Наиб. типичным представителем К. к. является алмаз (C), к ним относятся также кремний (Si), германий (Ge), серое олово  $\alpha$ -Sn, ряд соединений из элементов, равностоящих справа и влево от вертикали IV группы периодич. системы. Это — соединения  $AlN$ ,  $AlP$ ,  $AlB$ ,  $AlV$  — окись бериллия ( $BeO$ ), цинкит (ZnO), сфалерит (ZnS),  $CdTe$

и др. По характеру электронного спектра все эти соединения — полупроводники, ширина запрещенной зоны  $k$ -рых изменяется в пределах от 0,2 до 2—4 эВ. По мере расхождения по горизонтали периодич. системы в соединениях  $A_1VB_{12}—CuCl$ ,  $SnB_6$ ,  $AgI$  ковалентная связь ослабляется, приобретает частично ионный характер, а при сдвиге вдоль вертикалей возрастает и доля металлизации, напр. кристаллы белого олова  $\beta$ -Sn практически металлические.

Нек-рой долей металличности обладают и К. к. тройных и более сложных соединений, напр. халькопирит  $(CuFeS_2)$ , станин  $(Cu_2FeSnS_4)$ ,  $CdSnAs_2$  и др., имеющих также тетраэдр. координацию атомов. Примерами К. к. с октаэдр. координацией могут служить  $PbS$ ,  $PbSe$ ,  $SnTe$ ,  $Bi_2Te_3$ ,  $Bi_2Te_2S_2$  и пр. Мн. кристаллы гетероэлемичны, т. е. атомы в их кристаллич. структурах имеют связи разл. типа. Так, кристаллы графита С ковалентны по характеру связей внутри атомных сеток, но связи между сетками ван-дер-ваальсовы. Аналогично описываются структуры элементов, близких к IV подгруппе, напр. P, S, Se, Te, атомы в них образуют ковалентно связанные группировки, но между группировками связь ван-дер-ваальсова.

Мн. К. к. находят широкое техн. применение: используются, напр., природный и синтетич. алмазы, в больших кол-вах производятся особо чистые кристаллы кремния, являющиеся основой полупроводниковой электронной техники, а также К. к. Ge, GaAs и др. *Б. К. Вайнштейн.*

**КОВАЛЕНТЫЙ РАДИУС** — см. в ст. *Атомный радиус*.

**КОВАРИАНТНАЯ ПРОИЗВОДНАЯ** — обобщение градиента в случае криволинейных координат и неевклидовой геометрии. Градиент  $\partial/\partial x^i$  тензора  $T_{i_1 \dots i_q}^{k_1 \dots k_p}$  типа  $(p, q)$  есть тензор  $\partial T_{i_1 \dots i_q}^{k_1 \dots k_p} / \partial x^i$  типа  $(p, q+1)$  относительно линейных замен координат. Для

общих замен координат  $x' = x'(y^1, \dots, y^n)$   $\neq 0$  тензором типа  $(p, q+1)$  будет К. п.

$$T_{i_1 \dots i_{q+1}}^{k_1 \dots k_p} = \frac{\partial}{\partial x^i} T_{i_1 \dots i_q}^{k_1 \dots k_p} + \sum_{s=1}^p T_{i_1 \dots i_q}^{k_1 \dots (k_s-r)} \dots k_p T_{i_1 \dots i_q}^{k_s} - \sum_{s=1}^q T_{i_1 \dots (i_s-r)}^{k_1 \dots k_p} \dots i_q T_{i_1 \dots i_q}^{k_1 \dots k_p}$$

где *Кристовы* символы  $\Gamma_{ij}^k$  определяются ф-лами преобразования

$$\Gamma_{ij}^k = - \frac{\partial x^k}{\partial y^i} \frac{\partial x^s}{\partial y^j} \frac{\partial y^s}{\partial x^k}$$

и наз. коэффициентами (дифференциально-геометрической) *связности*. В частности, для ковариантного  $T_k$  и контравариантного  $T_i$  векторов К. н. имеет вид

$$T_k^i = \frac{\partial T_k^i}{\partial x^j} + \Gamma_{jk}^i T^j, \quad T_i = \frac{\partial T_i}{\partial x^j} - \Gamma_{jk}^i T^j$$

Для обозначения К. н. используют иногда символ  $\nabla_i : T \dots ; i = \nabla_i T \dots$ . К. п. удобно ввести тогда, когда явный вид преобразования объекта зависит от точки; отличие К. н. от градиента сосредоточено в связности и компенсирует изменения вида преобразования при переходе от точки к точке. Вообще говоря, К. п. некоммутативны, мерой некоммутативности служит *кривизн. тензор* и тензор кручения. Впервые К. н. введены в кон. 19—нач. 20 вв. в работах Дж. Риччи (G. Ricci) и Т. Леви-Чивиты (T. Levi-Civita).

К. н. — существенное понятие в *римановой геометрии* и общей теории относительности, где с её помощью определяются *геодезическая линия*, параллельный перенос и кривизны тензор. Важную роль играет К. н. в теориях *калибровочных полей*, электродинамики, теории Янга — Миллса и др. т. д. Напр., в электродинамике эл.-магн. и зарядж. поля описываются комплексными ф-циями  $A_\mu(x)$  и  $\Psi(x)$ , наблюдаемые величины не меняются при калибровочных преобразованиях

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{\partial \lambda(x)}{\partial x^\mu}, \\ \Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{i\lambda(x)} \Psi(x)$$

а вещества. ф-ция  $\lambda(x)$  служит координатой в зарядовом пространстве. С точки зрения геометрии обычное и зарядовое пространства образуют *расслоение*: каждой базой  $\lambda$  обычного пространства, а слоем над каждой точкой базы — одномерное зарядовое пространство с координатой  $\lambda$ . Образующие группы калибровочные преобразования действуют в слоях и сводится к сдвигам координаты. Введение К. п.  $\nabla_\mu = \partial/\partial x^\mu - iA_\mu(x)$  компенсирует зависимость вида преобразования от точки базы:  $\nabla_\mu \Psi(x)$  преобразуется так же, как  $\Psi(x)$ . При этом эл.-магн. поле является связностью в расслоении.

*Лит.*: Рахевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Схоутен П. А., Тензорный анализ для физиков, пер. с англ., М., 1965; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Дубровини Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1984.

**КОВАРИАНТНОСТЬ** — свойство физ. величин, описывающих данное явление или круг явлений, преобразовываться по *представлениям группы* инвариантности, установленной или предполагаемой для этого круга. Подробнее см. *Инвариантность*. *В. П. Павлов.*

**КОВАРИАНТНОСТЬ И КОНТРАВАНТИАНТНОСТЬ** — понятия линейной алгебры и тензорного анализа, характеризующие способы преобразования компонент тензора при преобразованиях координат  $x' = x'(x')$ . Ковариантные компоненты преобразуются как градиент,  $\partial/\partial x^i = (\partial/\partial y^j)(\partial y^j/\partial x^i)$ , а контравариантные — как дифференциал,  $\partial y^i = (\partial y^i/\partial x^j) dx^j$  (по повторяющимся индексам подразумевается суммирование). Присоединение терминов связано с тем, что при линейных преобразованиях базиса  $\{e_i\}$  в евклидовом (и псевдоевклидовом) пространстве,  $e_i \rightarrow \tilde{e}_i = a_i^j e_j$ , ковариантные компоненты преобразуются одинаково с базисом, а контравариантные — с помощью матрицы  $b_j$ , обратной к транспонированной матрице  $a^j$ :  $b_j^i a_k^j = \delta_k^i$ . Напр., для ковариантного вектора (ниж. индексы)  $T_i = a_i^j T_j$ , а для контравариантного (верх. индексы)  $\tilde{T}^i = b_j^i T^j$ . Переход от ковариантных к контравариантным компонентам совершается с помощью метрич. тензора; напр.,  $T^i = g^{ij} T_j$ . Ко- и контравариантные компоненты совпадают лишь для декартова базиса в евклидовом пространстве. *С. В. Молодцов.*

**КОВАРИАНТНАЯ МАТРИЦА** — матрица, образованная из ковариантных смещений вторых моментов (ковариаций) неск. случайных величин (см. *Моменты случайной величины*). Ковариация между компонентами  $x_i$  и  $x_j$  случайного вектора  $x = (x_1, x_2, \dots, x_k)$  определяется как

$$\text{cov}(x_i, x_j) = M[(x_i - \mu_i)(x_j - \mu_j)],$$

где  $M$  — *математическое ожидание*, а  $\mu = M(x)$ . Очевидно, что  $\text{cov}(x_i, x_i) = \sigma_i^2$  есть дисперсия  $x_i$ . Ковариация величин  $x_i, x_j$ , нормированная на дисперсии  $\sigma_i^2, \sigma_j^2$ , наз. *корреляция коэффициентом*:

$$r_{ij} = \text{cov}(x_i, x_j) / \sqrt{\sigma_i^2 \sigma_j^2}$$

*С. В. Клименко.*

**КОГЕЗИЯ** (от лат. *cohaesio* — связанный, сцепленный) — связь между молекулами (атомами и ионами) внутри тела в пределах одной фазы. В отличие от адгезии К. характеризует прочность тела и его способность противодействовать внеш. усилию. Наибольшая К. наблюдается для конденсированных тел.

Равновесная работа К.  $W_k$  при изотермич. обратимом процессе определяется затратой энергии на разрыв тела и равна  $W_k = 2\sigma_{12}$ , где  $\sigma_{12}$  — поверхностное натяжение вновь образованной после нарушения когезии поверхности 1 на границе с окружающей средой 2 (напр., воздух). Равновесную работу К. жидкости соотносят с равновесной работой адгезии  $W_a$ . Если  $W_a > W_k$ , то жидкость растекается по поверхности др. тела; при  $W_a = W_k$  достигается полное смачивание; когда  $W_k < W_a$ , растекание отсутствует.

При нарушении К. изменяется когезионная прочность твёрдого тела, к-рая помимо собственно К. включает усилие на деформацию, течение и др. ночобные явления. К. одного тела, находящегося между двумя другими, определяет прочность сварного шва, пайки, клевых и др. соединений, а по отношению к адгезии — тип (адгезионный, когезионный, адгезионно-когезионный) нарушения контакта между конденсированными телами.

А. Д. Зимон.

**КОГЕРЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ** — КОМБИНАЦИОННОГО РАССЯНИЯ — нелинейно-оптич. метод исследования спектров комбинац. рассеяния (КР), когерентный вариант активной лазерной спектроскопии комбинац. рассеяния света. В К. с. к. р. исследуют рассеяние не на равновесных элементарных возбужденных среды, имеющих флукуат. характер (как в обычной спектроскопии спонтанного комбинационного рассеяния света), а рассеяние света в среде, внутр. движения в к-рой предварительно селективно сфокусированы с помощью доплит. лазерных источников света. К. с. к. р. отделяется также и от спектроскопии вынужденного комбинац. рассеяния света (см. *Вынужденное рассеяние света*) отсутствием порога по интенсивности.

В К. с. к. р. для фазирования колебаний молекул с частотой  $\Omega$  используется двухчастотное лазерное излучение, частоты компонент к-рого  $\omega_1$  и  $\omega_2$  образуются так, чтобы выходялось условие комбинац. резонанса:  $\omega_1 - \omega_2 \approx \Omega$ . При этом на хаотич. внутримолекулярное движение, имеющее флукуат. характер, накладываются регулярные вынужденные колебания с частотой  $\omega_1 - \omega_2$ , фазы к-рых в реал. молекулах определяют фазы компонент лазерного поля; в результате в среде возбуждается волна когерентных молекулярных колебаний.

Если компоненты двухчастотного лазерного поля как-как представлены плоскими волнами с волновыми векторами  $k_1$  и  $k_2$ , то волна когерентных молекулярных колебаний также будет плоской с волновым вектором  $q = k_1 - k_2$ . Рассеяние зондирующего излучения с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $k$  носит в этом случае характер дифракции на бегущей волне когерентных молекулярных колебаний (рис.). Вследствие Доплера частота дифрагированной волны отличается от частоты волны зондирующего излучения на  $\pm(\omega_1 - \omega_2)$ , т. е.  $\omega_{\pm} = \omega - (\omega_1 - \omega_2)$  (частота стоксовой компоненты КР) либо  $\omega_{\pm} = \omega + (\omega_1 - \omega_2)$  (частота антистоксовой компоненты КР), а её волновой вектор определяется соотношениями типа условия Брэгга:  $k_c = k - q = k - (k_1 - k_2)$  (в случае стоксова рассеяния) либо  $k_c = k + q = k + (k_1 - k_2)$  (в случае антистоксова рассеяния).

С помощью перестраиваемого по частоте источника частоту  $\omega_1 - \omega_2$  можно сканировать вблизи области

комбинац. резонанса и регистрировать при этом изменение интенсивности  $I$  (или поляризации, или фазы) дифрагированной компоненты зондирующего пучка.

В частном случае плоских волн интенсивности стоксовой  $I_c$  и антистоксовой  $I_a$  компонент могут быть вычислены из соотношения:

$$I_{a,c} = \left( \frac{4\pi^2 \omega_a \omega_c}{c^2} \right)^2 \frac{|\delta \chi_{\alpha\beta}^{(3)}|^2}{n^4} \Pi I_1 I_2 L^2 \left[ \frac{\sin(\Delta k_{\alpha} c L / 2)}{\Delta k_{\alpha} c / 2} \right]^2,$$

где  $I_1$  и  $I_2$  — интенсивности соответствующих волн падающих (эрг/см<sup>2</sup>·с),  $L$  — длина области взаимодействия волн (см),  $\Delta k_{\alpha} = |k - k_0 + q|$ ,  $\Delta k_c = |k + k_c - q|$ ; линейная восприимчивость среды третьего порядка  $\chi_{\alpha\beta}^{(3)} c = -\chi^{(3)} NR + \chi_{\alpha\beta}^{(3)} c$ , где  $\chi^{(3)} NR$  — нерезонансная электронная,  $\chi_{\alpha\beta}^{(3)} c$  — резонансная комбинационная нелинейные восприимчивости среды. Для уединённой компоненты КР лоренцевой формы (см. *Контур спектральной линии*):

$$\chi_{\alpha\beta}^{(3)} c = \bar{\chi}(\omega) ( \mp i - \Delta )^{-1},$$

где

$$\Delta = \frac{\omega_1 - \omega_2 - \Omega}{\Gamma}; \quad \bar{\chi}(\omega) R = \frac{N_a - N_b}{24h\nu} \left( \frac{c}{\omega} \right)^4 \frac{d\sigma}{d\Omega};$$

$N_a, N_b$  — населённости ниж. и верх. уровней исследуемого перехода соответственно;  $(d\sigma/d\Omega)$  — сечение КР на единицу телесного угла  $\theta$ ;  $\Gamma$  (рад/с) — ширина резонансной спектральной линии КР.

При использовании жёсткой фокусировки лазерных пучков внутр. среды полная мощность рассеянной компоненты определяется только полными мощностями пучков накачки и параметрами среды и может превосходить мощность компонент спонтанного КР на много порядков.

В К. с. к. р. регистрируют рассеянный сигнал в специально выбранном спектральном диапазоне, свободном от засветок возбуждающего излучения и паразитных некогерентных эффектов типа люминесценции (обычно используется антистоксова спектральная область). Высокая когерентность пучка когерентно рассеянного излучения позволяет эффективно выделять полезный сигнал на фоне некогерентных засветок и помех; при использовании в качестве источников зондирующего излучения узкополосных стабилизированных лазеров достигается высокое спектральное разрешение носок КР, определяемое свёрткой спектров источников. Благодаря интерференц. характеру формы спектральной линии с помощью К. с. к. р. удаётся наблюдать интерференцию нелинейных резонансов разной природы (в частности, электронных и колебат. резонансов в молекулярных средах). Исключительно высокая разрешающая способность отд. модификации К. с. к. р. путём подбора условий интерференции даёт возможность выявлять скрытую внутр. структуру неоднородно уширенных носок рассеяния, образованных наложившимися друг на друга линиями разной симметрии. «Многомерность» спектров К. с. к. р. обеспечивает значительно более полное, чем в спектроскопии спонтанного КР, изучение оптич. резонансов вещества. В К. с. к. р. разработаны методы получения водных комбинац. спектров за время от  $10^{-8}$  до  $10^{-11}$  с.

К. с. к. р. широко распространена как метод невозмущающей локальной диагностики поступательной (вращательной, колебательной и т. п.) темп-ры газов, газовых потоков или низкотемпературной плазмы, определения количества, и качеств. состава смеси, распределения в пространстве и во времени компонент смесей и т. в. К. с. к. р. применяется для исследования процессов в реактивных двигателях, мощных газовых лазерах, в установках для разделения изотопов, в электрич. разряде, плазме, для исследования кинетики горения и взрыва, процессов обтекания твёрдых тел аэродинамич. потоками и др.

Альтернативной описанию стационарного варианта К. с. к. р. является нестационарный К. с. к. р., в к-рой исследуется во времени процесс дифракции когерентных молекулярных (решеточных и т. н.) колебаний, возбужденных на коротких импульсах, длительность к-рых меньше времени релаксации фазы и энергии исследуемых колебаний.

Лит.: Maker P. D., Terhune R. W., Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength, *Phys. Rev.*, 1963, v. 137, № 3A, p. 801; А х м а н о в С. А. и др., Активная спектроскопия комбинационного рассеяния света с помощью квазинепрерывного перестраиваемого параметрического генератора, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, с. 606; А х м а н о в С. А., К о р о т е в Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Бу н я н А. Ф., К о р о т е в Н. И., Нелинейная лазерная спектроскопия газов, газовых потоков и низкотемпературной плазмы, «УФН», 1981, т. 134, с. 83; Н и б б л е р Д. и др., Н а й т е р Г., Спектроскопия когерентного англостового рассеяния света, в кн.: Спектроскопия комбинационного рассеяния света в газах и жидкостях, пер. с англ., М., 1982.

**КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА** — изменение частоты и (или) направления монохроматической распространяющейся когерентной световой волны (обычно излучения лазера) в оптич. среде, в к-рой исследуемые оптич. моды предварительно селективно возбуждены и сфокусированы с помощью дополнительно вводимых в среду когерентных световых пучков со специально подобранными частотами и направлениями распространения. В отличие от спонтанного рассеяния света (см. *Рассеяние света*) элементарные акты К. р. с. протекают согласованно, т. е. когерентно. Такой коллективный характер отклика среды на зондирующее излучение достигается предварительным воздействием на неё дополнит. лазерных источников. В результате радикально изменяется взаимодействие зондирующего излучения с рассеивающей средой — оно приобретает характер дифракции на когерентных возбужденных среды. Изменяются и характеристики рассеянного света: он становится когерентным, а диаграмма направленности резко анизотропной, интенсивность оказывается пропорциональной квадрату числа рассеивающих частиц, изменяется поляризация, свойства и др.

Оптич. характеристики среды могут изменяться под действием распространяющихся в ней световых волн достаточно большой интенсивности. В частности, возникает нелинейная добавка,  $\Delta\epsilon_{ij}^{(2)}$ , к оптич. диэлектрич. проницаемости:  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^{(0)} + \Delta\epsilon_{ij}^{(2)}$ . В центросимметрич. среде

$$\Delta\epsilon_{ij}^{(2)} = \sum_{k, l=1}^3 \chi_{ijkl}^{(2)} E_k E_l, \quad (1)$$

где  $\chi_{ijkl}^{(2)}$  — тензор *нелинейной восприимчивости* 3-го порядка,  $E_k, E_l$  — компоненты электрич. вектора световой волны в среде.

В К. р. с. в качестве возбуждающего излучения (накачки), «приготавливающего» когерентно рассеивающую среду, используется суперпозиция пары плоских монохроматич. волн с частотами  $\omega_1, \omega_2 (\omega_1 \gg \omega_2)$  и волновыми векторами  $k_1, k_2$ :

$$E = \text{Re} \{ E_1 e^{-i(\omega_1 t - k_1 r)} + E_2 e^{-i(\omega_2 t - k_2 r)} \}. \quad (2)$$

Внеия монохроматич. составляющих волны накачки находят в среде в соответствии с (1) бегущую (при  $\omega_1 \neq \omega_2$ ) либо стоячую (при  $\omega_1 = \omega_2$ ) плоскую волну измененной диэлектрич. проницаемости с разностной частотой  $\omega_1 - \omega_2$  и волновым вектором  $k_1 - k_2$

$$\Delta\epsilon^{(2)} \sim \chi^{(2)} E_1 E_2^* \exp[-i(\omega_1 - \omega_2)t + i(k_1 - k_2) r] \quad (3)$$

(для простоты у  $\Delta\epsilon^{(2)}$  и  $\chi^{(2)}$  опущены тензорные индексы). Вводимая в возбужденную среду пробная световая волна с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $k$  испытывает дифракцию на бегущей (стоячей) волне  $\Delta\epsilon^{(2)}$ . Из-за *Доплера эффекта* частота дифрагированной волны отличается от частоты падающей: она либо меньше

$\omega_c = \omega - (\omega_1 - \omega_2)$ , либо больше  $\omega_{c2} = \omega + (\omega_1 - \omega_2)$  частоты падающей (соответственно стоксово и антистоксово рассеяние), а направление волнового вектора  $K_{c,ac}$  и, следовательно, диаграмма направленности когерентно рассеянного света определяются *Брэгга — Вульфа условиями*:

$$k_{c,ac} = k \mp (k_1 - k_2); \quad k_{c,ac} = \omega_{c,ac} n_{c,ac} / c,$$

где  $n_{c,ac}$  — «невозмущённое» значение показателя преломления на соответствующей частоте.

Глубина модуляции волны изменений диэлектрич. проницаемости (3), а следовательно, и эффективности дифракции пробной волны испытывают резонансное возрастание, если разность частот волн накачки  $\omega_1 - \omega_2$  совпадает с частотой  $\Omega_0$  одного из собственных резонансов среды: внутримолекулярного колебания, электронного перехода в атоме или кристалле и т. н. В фемтопсих. нелинейной оптике это оказывается следствием наличия резонанса у восприимчивости  $\chi^{(2)}$ , испытывающей частотную дисперсию вблизи  $\Omega_0$ . Микроскопич. теория объясняет это возрастание модуляции наведением оптич. полями накачки корреляций в квантовых переходах, совершаемых под действием света в разл. атомах (молекулах, элементарных кристаллич. ячейках и т. н.) среды или, на классич. языке, фокусированием соответствующих атомных (молекулярных и т. п.) осцилляторов, суммарный отклик к-рых определяет макроскопич. поляризацию исследуемой среды под действием света.

Таким образом, в условиях частотного резонанса ( $\omega_1 - \omega_2 = \Omega_0$ ) распространение волны  $\Delta\epsilon$  есть распространение оптич. волны падающей среды соответствующих элементарных возбуждений среды. Дифракция пробного пучка на этой волне и представляет собой К. р. с.

В тех случаях, когда исследуемая с помощью К. р. с. собственная оптич. мода среды обладает дисперсией, т. е. когда  $\Omega_0 = \Omega_0(q)$ , где  $q$  — волновой вектор, то помимо выполнения условий частотного резонанса необходимо выполнение и условия *фазового синхронизма*:  $k_1 - k_2 = q$ . К. р. с. наблюдается на оптич. возбужденных акустич. фибрах, ионных или аксионных полиритонах в кристаллах, я акустич. волнах в газах, жидкостях и плазме.

Исследование эффективности К. р. с. как ф-ция разности частот волн накачки вблизи резонансов среды лежит в основе когерентной спектроскопии комбинационного рассеяния.

Лит.: А х м а н о в С. А., К о р о т е в Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981. См. также лит. при ст. *Когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния*.

Н. И. Коротева

**КОГЕРЕНТНОЕ СОСТОЯНИЕ** квантового осциллятора — состояние, максимально близкое к состоянию классич. осциллятора в том смысле, что произведению неопределённостей (дисперсий) координаты и импульса в этом состоянии принимает минимально возможное в рамках *неопределённости соотношения* значение. Термин введён Р. Глаубером [1]. С аналогичным свойством *волновые пакеты* строились в начале развития квантовой механики Э. Шрёдингером [2]. В К. с. гармонич. осциллятора волновой пакет не расширяется, а его центр движется по классической траектории.

Дисперсии координаты и импульса одностороннего квантового гармонич. осциллятора в К. с. (*с векторной составляющей*  $|\alpha\rangle$ ) равны соответственно  $\Delta x = \sqrt{2} \hbar$  и  $\Delta p = \hbar \sqrt{2} \hbar$ , где  $\hbar$  — амплитуда *нормализованных колебаний*, так что  $\Delta p \Delta x = \hbar^2/2$ . При этом изменение во времени ср. значений координаты и импульса соответствует классич. траектории, а  $\Delta x$  и  $\Delta p$  остаются постоянными, т. е., эволюционируя, К. с. остаётся когерентным.

К. с.  $|\alpha\rangle$  осциллятора массы  $m$  и частоты  $\omega$  описывается нормированной волновой ф-цией, имеющей в

координатном представлении вид гауссова волнового пакета (см. Гаусса распределение):

$$\Psi_{\alpha}(x) = \pi^{-1/4} l^{-1/2} \exp\left(-\frac{x^2}{2l^2} - \frac{i}{l} \frac{p^2}{2} + \frac{i}{l} \frac{2\alpha x}{2} - \frac{\alpha^2}{2}\right).$$

Здесь  $l = (\hbar/m\omega)^{1/2}$ ,  $\alpha$  — любое комплексное число, действит. часть к-рого связана со ср. значением оператора координаты  $(\hat{x})$  в состоянии  $|\alpha\rangle$ :  $\text{Re } \alpha = (\alpha|\hat{x}|\alpha)/\sqrt{2}l$ , а мнимая — со ср. значением оператора импульса  $(\hat{p})$ :  $\text{Im } \alpha = l(\alpha|\hat{p}|\alpha)/\sqrt{2}\hbar$ . Т. о., положение центра  $x_c$  гауссова пакета в К. с. определяется числом  $\alpha$ :  $x_c = \sqrt{2}l \text{Re } \alpha$ . В импульсном представлении волновая ф-ция К. с. также имеет вид гауссова пакета:

$$\Psi_{\alpha}(p) = \pi^{-1/4} \left(\frac{\hbar}{l}\right)^{1/2} \times \exp\left(-\frac{p^2 \hbar^2}{2\hbar^2} - \frac{i}{2} \frac{p^2}{\hbar} + \frac{i}{\hbar} \frac{2\alpha p l}{2} - \frac{\alpha^2}{2}\right).$$

Вместо операторов  $\hat{x}$  и  $\hat{p}$  удобно ввести операторы уничтожения  $\hat{a}$  и рождения  $\hat{a}^+$ :

$$\hat{a} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\hat{x}}{l} + \frac{i\hat{p}l}{\hbar}\right), \quad \hat{a}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\hat{x}}{l} - \frac{i\hat{p}l}{\hbar}\right)$$

(крест означает эрмитово сопряжение). Название операторов связано с тем, что действие  $\hat{a}^+$  на состояние  $|n\rangle$  гармонич. осциллятора с заданной энергией  $\mathcal{E}_n = \omega(n+1/2)$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ) переводит осциллятор в возбужденное состояние  $|n+1\rangle$ , увеличивая его энергию на квант энергии  $\hbar\omega$ , а действие  $\hat{a}$  на  $|n\rangle$  уменьшает его энергию на этот же квант.

К. с.  $|\alpha\rangle$  является собственным состоянием оператора уничтожения:

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle.$$

Оно получается действием унитарного оператора  $\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha\hat{a}^+ - \alpha^*\hat{a})$  на вектор осн. (вакуумного) состояния  $|0\rangle$ ,  $|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha)|0\rangle$ ,  $\hat{a}|0\rangle = 0$  (звездочкой помечено комплексное сопряжение).  $\hat{D}(\alpha)$  наз. оператором сдвига, т. к. он смещает центр волнового пакета на величину  $\sqrt{2}\alpha l$ .

Скалярное произведение двух векторов К. с. (или матричный элемент единичного оператора в представлении К. с.) имеет вид

$$\langle\alpha|\beta\rangle = \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2} - \frac{1}{2}|\beta|^2 + \alpha^*\beta\right)$$

и не равно нулю при  $\alpha \neq \beta$ , т. е. К. с. неортогональны. Однако квадрат модуля скалярного произведения

$$|\langle\alpha|\beta\rangle|^2 = \exp(-|\alpha-\beta|^2)$$

очень быстро стремится к нулю при  $|\alpha-\beta| \gg 1$ , что физически означает уменьшение перекрытия двух волновых пакетов, центры к-рых раздвигаются (несколько  $\alpha$  и  $\beta$  определяют центры этих пакетов).

По состояниям  $|n\rangle$  с заданной энергией К. с. разлагается в ряд:

$$|\alpha\rangle = \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle.$$

Это означает, что  $\exp(|\alpha|^2/2)|\alpha\rangle$  является производящей ф-цией для состояний  $|n\rangle$ .

Ср. значение энергии осциллятора в К. с.  $|\alpha\rangle$  определяется ф-лой

$$\mathcal{E}_{\alpha} = \hbar\omega(|\alpha|^2 + 1/2),$$

в распределении по уровням энергии является распределением Пуассона:

$$\mathcal{P}_{\alpha}(n) = \exp(-|\alpha|^2) \frac{|\alpha|^{2n}}{n!}.$$

При этом эволюция К. с. задается ф-лой

$$|\alpha\rangle \rightarrow e^{-i\omega t/2} |\alpha e^{-i\omega t}\rangle.$$

К. с.  $|\alpha\rangle$  образуют полную, точнее переполняющую, систему векторов состояний; разложение единичного оператора  $\hat{I}$  имеет вид

$$\hat{I} = \pi^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d(\text{Re } \alpha) d(\text{Im } \alpha) |\alpha\rangle \langle\alpha|.$$

Произвольный вектор состояния  $|\Psi\rangle$  может быть разложен по К. с.:

$$|\Psi\rangle = \pi^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} |\alpha\rangle \langle\alpha|\Psi\rangle d(\text{Re } \alpha) d(\text{Im } \alpha).$$

В квантовой теории поля система частиц с целым спином — бозонов (фотонов,  $\pi$ -мезонов и т. д.) — описывается как бесконечный набор квантовых гармонич. осцилляторов. Возбужденному состоянию осциллятора  $|n\rangle$  отвечает при этом совокупность  $n$  бозонов с энергией  $n\hbar\omega$ . В этом случае оператор уничтожения  $\hat{a}$  уменьшает, а оператор рождения  $\hat{a}^+$  увеличивает число частиц в системе на единицу.

К. с. квантованого эл.-магн. поля (и других бозе-полей) вводятся на основе представления гамильтониана поля в виде суммы гамильтонианов гармонич. осцилляторов, отвечающих разл. модам колебаний поля. Для моды определен. частоты и поляризации эл.-магн. поля К. с. описывается приведенными выше ф-лами, при этом в К. с. число фотонов неопределенно, а распределение по числу фотонов является распределением Пуассона. Если все осцилляторы поля падают в К. с., то состояние квантового поля наиб. близко к классическому.

Важность К. с. в физике обусловлена тем, что во мн. случаях физ. квантованные поля находятся именно в таких состояниях. Напр., классич. ток, создаваемый движущимися электр. зарядами, излучает фотоны, падающие в К. с. Инфракрасная расходимость в квантовой электродинамике объясняется и устраняется учётом того, что квантованное поле в случае малых частот находится в К. с. При точном квантовомеханич. описании когерентных источников света с необходимостью возникает К. с. эл.-магн. поля. Свойства *сверхтекучести* и *сверхпроводимости* также могут быть объяснены тем, что соответственно сверхтекучая компонента в жидком гелии и куперовские пары в сверхпроводниках находятся в К. с. Это же относится и к др. явлениям с упорядочением.

Для произвольных квантовых систем с  $N$  степенями свободы К. с. вводятся по след. схеме. Находятся  $N$  неэрмитовых интегралов движения  $\hat{A}_i = \hat{U}(t) \hat{a}_i \hat{U}^{-1}(t)$  с бозонными коммутат. соотношениями  $[\hat{A}_i, \hat{A}_k^{\dagger}] = \delta_{ik}$ , где  $\hat{U}(t)$  — оператор эволюции системы, переводящий вектор состояния, заданный в нач. момент времени,  $|\Psi(0)\rangle$ , в вектор состояния  $|\Psi(t)\rangle = \hat{U}(t)|\Psi(0)\rangle$ ;  $\hat{a}_i$  — оператор уничтожения, действит. и мнимая части к-рого определяют нач. точку траектории системы в фазовом пространстве ср. координат и импульсов ( $\delta_{ik}$  — символ Кронекера). Затем находится нормированный вакуумный вектор (вектор осн. состояния) из решения системы ур-ний  $\hat{A}_i|0\rangle = 0$ . Действием на этот вектор оператора сдвига строится К. с.:

$$|\alpha\rangle = \prod_{i=1}^N \exp(\alpha_i \hat{A}_i^{\dagger} - \alpha_i^* \hat{A}_i) |0\rangle,$$

удовлетворяющее временному ур-нию Шредингера.

Для квантовых систем общего вида ср. изменения координат и импульсов, вообще говоря, не соответствуют классич. траекториям, а волновые ф-ции в К. с. являются гауссовыми пакетами только в нач. момент времени — произведение неопределенностей координаты и импульса не остаётся со временем равным  $\hbar/2$ .

Однако существенным для расчётов является свойство К. с. быть производящей функцией для состояний — аналогов состояний с заданной энергией стационарного квантового осциллятора. Как пример для квантовых систем, описываемых нестационарным гамма-распадом квадратичной формы по операторам координат и импульсов, это свойство позволяет найти точно (не по теории возмущений) через многомерные полиномы Эрмита вероятности переходов между уровнями энергии  $N$ -мерного гармонич. осциллятора при параметрич. возбуждении самого общего типа [3].

Общим видом К. с. являются т. н. сжатые (squeezed) К. с. В этих состояниях волновые пакеты — гауссовы, но  $\Delta x = \sqrt{2} \mu$ ,  $\Delta p = \mu/\sqrt{2} \hbar$ , где  $\mu$  — любое положит. число; при этом по-прежнему  $\Delta p \Delta x = \hbar/2$ . Такие состояния важны, напр., при настройках (пока не реализованных) построить детекторы границ волн интерференц. тина.

Лит.: 1) Glauber R. J., Photon correlations, «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 10, p. 84; 2) Schrödingер E., Der stetige Übergang von der Mikro- zur Makromechanik, «Naturwiss.», 1926, Bd 14, S. 664; 3) М а н и н и И. А., М а н и н в к о В. И., Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М., 1979; 4) Когерентные состояния в квантовой теории. Сб. ст., пер. с англ., М., 1972. В. И. Менько.

**КОГЕРЕНТНОЕ УСКОРЕНИЕ** — принцип ускорения заряд. частиц, в  $k$ -ром для целей ускорения используются собственные поля густоконц. заряд. частиц; предложен и назван В. И. Векслером в 1956. Он рассмотрел случаи взаимодействия плотного пучка частиц с эл.-магн. волной, струей быстрых электронов или с др. налетающим пучком. На гем. размеры густоконц. были наложены такие условия,  $k$ -рые обеспечивали когерентность (синхронность) взаимодействия внеш. эл.-магн. волны со всеми частицами пучка. При этом сила взаимодействия пропорц.  $N^2$ , где  $N$  — число частиц в густке. Принцип К. у. фактически послужил основой для разраб. новых видов коллективных методов ускорения. В. П. Сорочев.

**КОГЕРЕНТНОСТЬ** (от лат. coherens — находящийся в связи) — коррелированное поведение во времени и в пространстве нек. случайных колебат. или волновых процессов, позволяющее получить при их сложении чёткую интерференц. картину. Первоначально понятие К. возникло в оптике, однако оно относится к волновым полям любой природы: эл.-магн. волнам произвольного диапазона, уругим волнам, волнам в плазме, квантовомеханич. волнам амплитуды вероятностей и т. д.

Существование интерференц. картины является прямым следствием суперпозиции принципа для линейных колебаний и волн. Однако в реальных условиях всегда существуют хаотич. флуктуации волнового поля, в частности разности фаз взаимодействующих волн, что приводит к быстрому уменьшению интерференц. картины в пространстве. Если через каждую точку за время измерения успевают многократно пройти максимумы и минимумы интерференц. картины, то зарегистрированное ср. значение интенсивности поля окажется в разл. точках одинаковым и интерференц. полосы распыляются. Чтобы зарегистрировать чёткую интерференц. картину, необходима такая стабильность случайных фазовых соотношений, при  $k$ -рой смещение интерференц. полос за время измерения составляет лишь небольшую часть от их ширины. Поэтому качество понятие К. можно определить как необходимую стабильность случайных фазовых соотношений за время регистрации интерференц. картины.

Такое качество понятие К. в ряде случаев оказывается неудобным или недостаточным. Напр., при разл. способах регистрации интерференц. картины может оказаться, что необходимое для этого время различно, так что волна, когерентная по результатам одного эксперимента, некогерентна по результатам другого. В связи с этим удобно иметь количеств. меру степени

когерентности, не зависящую от способа измерения интерференц. картины.

Если волновое поле  $E(r, t)$  описывается при помощи комплексной амплитуды  $u(r, t)$ , так что  $E = \text{Re } u(r, t)$  может быть, напр., аналитическим сигналом, то ф-ция  $\gamma$  в знаменитой когерентности второго порядка  $\Gamma_2$  определяется как ср. значение:

$$\Gamma_2(r_1, t_1; r', t') = u(r_1, t_1) u^*(r', t'). \quad (1)$$

Черта сверху обозначает статистич. усреднение по флуктуациям волнового поля, причём флукутировать могут как фаза, так и амплитуда волны; \* означает комплексное сопряжение. Случайная (мгновенная) интенсивность (плотность энергии) волны пропорц. величине  $I(r, t) = |u(r, t)|^2$ . Её ср. значение связано с  $\Gamma_2$  ф-лой  $\bar{I}(r, t) = \Gamma_2(r, t; r, t)$ . Ср. вектор плотности потока энергии  $S$  также выражается через  $\Gamma_2$ :

$$S(r, t) = \frac{1}{2i} \left[ \frac{\partial \Gamma_2(r, t; r', t')}{\partial r} - \frac{\partial \Gamma_2(r', t'; r, t)}{\partial r'} \right]_{r'=r, t'=t}$$

Для многокомпонентного (напр., эл.-магн.) поля скалярная ф-ция  $\Gamma_2$  заменяется тензором второго ранга.

Если суммарное волновое поле  $u(r, t)$  в нек-рой точке является результатом сложения исходных полей  $u_1(r, t)$  и  $u_2(r, t)$ , т. е.  $v = u_1 + u_2$ , то его ср. интенсивность  $\bar{I}_v = |v|^2$  выражается через  $u_1$  и  $u_2$  ф-лой

$$\begin{aligned} \bar{I}_v &= |u_1 + u_2|^2 = |u_1|^2 + |u_2|^2 + 2 \text{Re } \overline{u_1 u_2^*} \\ &= \bar{I}(r_1, t_1) + \bar{I}(r_2, t_2) + 2 \text{Re } \Gamma_2(r_1, t_1; r_2, t_2). \end{aligned} \quad (2)$$

Величину

$$\gamma(r_1, t_1; r_2, t_2) = \frac{\Gamma_2(r_1, t_1; r_2, t_2)}{\sqrt{\bar{I}(r_1, t_1) \bar{I}(r_2, t_2)}} \quad (3)$$

наз. комплексной степенью когерентности и полей в пространственно-временных точках  $(r_1, t_1)$  и  $(r_2, t_2)$ . Из (3) следует, что  $|\gamma| \leq 1$ .

Чёткость интерференц. картины непосредственно связана с величиной  $\gamma$ . Если интенсивности интерферирующих пучков одинаковы (чего всегда можно добиться в эксперименте), т. е.  $\bar{I}(r_1, t_1) = \bar{I}(r_2, t_2) = I_0$ , то на основании (2) можно записать

$$\bar{I}_v = 2I_0 [1 + \text{Re}(\Gamma_2/I_0)] = 2I_0 [1 + \text{Re } \gamma].$$

Если представить  $\gamma$  в виде  $\gamma = |\gamma| \exp(i\varphi)$ , то  $I_2 = 2I_0(1 + |\gamma| \cos \varphi)$ . Обычно в пределах интерференц. картины  $|\gamma|$  изменяется гораздо слабее, чем  $\cos \varphi$ . В этом случае максимумы распределения  $\bar{I}_v$  соответствуют тем местам, где  $\cos \varphi = +1$ , а минимумы — значениям  $\cos \varphi = -1$ , тогда  $\bar{I}_{v, \text{макс}} = 2I_0(1 + |\gamma|)$ ,  $\bar{I}_{v, \text{мин}} = 2I_0(1 - |\gamma|)$ , а для относ. контраста интерференц. картины (её видности)

$$\beta = \frac{\bar{I}_{v, \text{макс}} - \bar{I}_{v, \text{мин}}}{\bar{I}_{v, \text{макс}} + \bar{I}_{v, \text{мин}}} \quad (4)$$

получаем  $\beta = |\gamma|$ .

Т. о., «видность» интерференц. картины непосредственно выражается через степень когерентности, т. е. в конечном счёте через ф-цию  $\Gamma_2$ . Максимально чёткой интерференц. картине, в  $k$ -рой  $\bar{I}_{v, \text{мин}} = 0$ , соответствует значение  $|\gamma| = 1$ . Полностью замытой интерференц. картине, в  $k$ -рой  $\bar{I}_{v, \text{макс}} = \bar{I}_{v, \text{мин}}$ , соответствует  $\gamma = 0$ .

Величину  $|\gamma|$  можно непосредственно измерить при помощи соотношения (4), если предварительно обеспечить равенство ср. интенсивностей  $\bar{I}_1 = \bar{I}_2$ . Величина  $\varphi = \arg \gamma$  определяет смещение интерференц. полос.

Из определения  $\gamma$  следует, что степень когерентности максимальна при совпадении точек наблюдения:  $\gamma(r, t; r, t) = 1$ . Характерный масштаб  $t_0$  спада ф-ции  $|\gamma|$  по переменной  $t = t_2 - t_1$  наз. *временем когерентности*. Если при наложении волновых полей временной сдвиг

и между ними мал по сравнению с  $\tau_0$ , то может быть получена чёткая интерференц. картина. В противоположном случае  $\tau > \tau_0$  интерференция наблюдается не будет. Величина  $\tau_0$  также ограничивает время измерения интерференц. картины, о к-ром говорилось выше. Величина  $\tau_0 = c\tau_c$ , где  $c$  — скорость распространения волн рассматриваемого типа, наз. продолжным радиусом когерентности (длиной когерентности).

Если рассмотреть волновой пучок с чётко выделенным направлением распространения, то при разнесении точек наблюдения поперёк того направления ф-ция  $|\gamma|$  также будет убывать. Характерный масштаб спада  $|\gamma|$  в этом случае наз. поперечным радиусом когерентности  $r_0$ . Эта величина характеризует размер тех участков волнового фронта, от к-рых может быть получена чёткая интерференц. картина. По мере распространения волны в однородной среде величина  $r_0$  возрастает за счёт дифракции (см. Ван-Диттерта—Цернике теорема). Произведение  $r_0\tau_0 = V_0$  характеризует объём когерентности, в пределах к-рого случайная фаза волны меняется на величину, не превосходящую  $\pi$ .

К. волновых полей можно исследовать и косвенным путём, изучая корреляцию флуктуаций мгновенной интенсивности  $I$ . При этом время измерения должно быть малым по сравнению с  $\tau_0$ , а поперечный размер детектора — малым по сравнению с  $r_0$ . Корреляц. ф-ция флуктуаций интенсивности  $\overline{I(r, t) I(r', t')}$  —  $-\overline{I(r, t) I(r', t')} = B_I(r, t; r', t')$  можно найти, если наряду с  $G_2$  известна и ф-ция К. четвёртого порядка:

$$G_4(r_1, t_1; \dots; r_4, t_4) =$$

$$= \overline{u(r_1, t_1) u(r_2, t_2) u^*(r_3, t_3) u^*(r_4, t_4)}.$$

Если случайное поле  $u(r, t)$  является гауссовым (и напр., создается тепловым источником), причём  $\overline{u} = 0$ ,  $u_1 u_2 = 0$  (но, разумеется,  $u_1 u_2^* \neq 0$ ), то  $G_4$  можно выразить через  $G_2$  по ф-лам, справедливым для гауссовых случайных полей:

$$\frac{B_I(r, t; r', t')}{\overline{I(r, t) I(r', t')}} = |\gamma(r, t; r', t')|^2.$$

Поэтому для гауссовых волновых полей измерения величины  $B_I$  могут дать сведения о модуле степени К.  $|\gamma|$  (см. Интерферометр интенсивности).

В общем случае измерений интенсивности волнового поля в  $n$  точках для описания результатов опыта достаточно знать ф-цию К. порядка  $2n$ :

$$G_{2n} = \overline{u(r_1, t_1) u^*(r'_1, t'_1) \dots u(r_n, t_n) u^*(r'_n, t'_n)}.$$

Эти же функции описывают результаты экспериментов по статистике фотоотсчётов, когда измеряются корреляции чисел фотонов, зарегистрированных в разл. точках  $r_1, \dots, r_n$ .

Квантовые шумы могут существенно исказить результаты интерференц. опыта, если полное число фотонов, зарегистрированных в максимуме интерференц. картины, невелико. Т. к. при осуществлении интерференц. опыта можно собрать излучение с площадью, имеющей порядок величины  $r_0^2$ , и проводить измерения в течение времени  $\tau_0$ , то при этом будут использованы все фотоны из объёма  $c\tau_0 r_0^2 = V_0$ , т. е. из объёма когерентности. Если ср. число  $N$  фотонов в объёме  $K$ , называемом параметром вырождения, велико, то квантовые флуктуации числа зарегистрированных фотонов относительно невелики ( $\sim N^{-1/2}$ ) и не оказывают существенного влияния на результат измерений. Если же  $N$  невелико, то эти флуктуации будут препятствовать измерению.

Термин «К.» употребляется и в более широком смысле. Так, в квантовой механике состояние, для к-рых реализуется минимум в неопределённости соотношения, наз. когерентными состояниями. В разл. областях

физики термин «К.» применяется для описания коррелиров. поведения большого числа частиц (как это имеет место, напр., при сверхтекучести). Термин «когерентные структуры» в разл. областях науки применяется для обозначения спонтанно возникающих устойчивых образований, сохраняющих некие закономерные свойства на фоне хаотич. флуктуаций.

Лит.: Вольф Э., Мандель Л., Когерентные свойства оптических полей, пер. с англ., «ЭФН», 1965, т. 87, с. 491; 1966, т. 88, с. 377, 619; О'Нэй и Э., Введение в статистическую оптику, пер. с англ., М., 1966; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Клаудер Дж., Стударша и Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Фрирма Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974.

**КОГЕРЕНТНОСТЬ СВЕТА** — взаимная согласованность протекания во времени световых колебаний в разных точках пространства и (или) времени, характеризующая их способность к интерференции. В общем случае световые колебания частично когерентны и количественно их когерентность измеряется степенью взаимной когерентности (с. в. к.), к-рая определяет контраст интерференционной картины (и. к.) в том или ином интерференц. эксперименте. Напр., в классич. опыте Юнга протяжённый источник света  $S$  освещает экран  $A$  (рис. 1). Выделяя малыми отверстиями  $I$  и  $2$  два участка светового поля, можно исследовать распределение освещённости в удалённом экране  $B$ . Интенсивность света  $I$  в нек-рой точке  $Q$  экрана  $B$  в типичном случае квазиомохроматич. источника (ширина спектра  $\Delta\nu$  мала по сравнению со ср. частотой  $\nu$ ) дается выражением

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos(2\pi\nu\tau + \varphi). \quad (1)$$

Здесь  $I_1$  и  $I_2$  — ср. интенсивности в точке  $Q$  при освещении экрана  $B$  порознь через отверстия  $I$  и  $2$ ;  $|\gamma_{12}(\tau)|$  — с. в. к., являющаяся ф-цией расстояния между отверстиями  $I$  и  $2$  и разности времени  $\tau$  распространения света от точек  $I$  и  $2$  до точки  $Q$ ;  $\varphi$  — постоянная фаза, зависящая от положения отверстий  $I$  и  $2$  относительно источника. В частном случае  $I_1 = I_2 = I_0$  с. в. к. определяется чер. макс. и соседнее мин. значение интенсивности в и. к.:

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (2)$$

С. в. к. колебаний в двух точках поля может быть вычислена аналитически, если известны спектр излучения, распределение интенсивностей и относит. фазы элементарных излучателей источника света. Это эквивалентно знанию ф-ции корреляции  $G_{12}(\tau) = \overline{V_1(t) V_2(t+\tau)}$  моменты времени. Угл. скобки означают усреднение по времени, звёздочка отмечает сопряжение амплитуд  $V$  поля, представленной в комплексной форме. При этом

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \frac{|G_{12}(\tau)|}{\sqrt{V_1(t) V_2(t+\tau)}}. \quad (3)$$

При пространственно-временном сближении точек  $I$  и  $2$  случайные световые поля  $V_1(t)$  и  $V_2(t)$ , образованные наложением полей множества элементов источника  $\sigma$  (в общем случае независимых), становятся все более подобными и в пределе тождественными, чему соответствует полная взаимная когерентность, т. е.  $|\gamma_{12}(0)| = 1$ . По мере взаимного удаления точек  $I$  и  $2$  корреляция между процессами  $V_1$  и  $V_2$  падает, т. к. поля элементарных излучателей для точек  $I$  и  $2$  суммируются теперь с разл. амплитудами и фазами из-за разности расстояний до этих точек. Различие во времени  $\tau$  также приводит к снижению корреляции ввиду конечной ширины спектра излучения. При этом конкретные механизмы потери корреляции могут быть различными. Напр., если излучателями служат идентич-

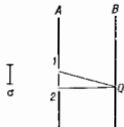


Рис. 1. Схема опыта Юнга.



ные по частоте излучения возбуждённые атомы, то за время  $t$  часть атомов колышет излучать и начинают излучать другие с новыми независимыми фазами. Это приводит к сжатию с. в. к. вплоть до нуля.

В случае небольших угл. размеров источника света целесообразно вместо пространственно-временной с. в. к. рассматривать две — пространственную когерентность  $|\gamma_{12}(0)| = \gamma_{12}$  и временную когерентность  $|\gamma_{12}(t)| = \gamma(t)$  с характерными параметрами — площадью когерентности  $S_0$  и временем когерентности  $\tau_0$ .

Площадь когерентности — площадь  $S_0$  на плоскости, нормальной направлению на источник, ограниченная кривой, в пределах к-рой с. в. к. между любыми двумя точками не падает ниже некой заданной величины  $\gamma_{12}^{\text{мин}}$ . Для удалённого квазиомонохроматич. источника, все элементы к-рого излучают независимо,  $\gamma_{12}$  дается пространственным преобразованием Фурье от распределения интенсивностей по площади

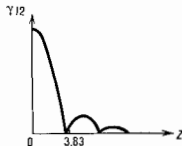


Рис. 2. Зависимость степени взаимной когерентности от расстояния  $r$  между двумя отверстиями.

источника. Напр., для источника в виде плоского диска постоянной светимости  $\gamma_{12} = |2J_1(z)/z|$ , где  $J_1$  — функция Бесселя первого рода,  $z = \alpha r/\lambda$ ,  $\lambda$  — ср. длина волны,  $\alpha$  — угл. размер источника;  $r$  — расстояние между точками 1 и 2. График  $\gamma_{12}(z)$  приведен на рис. 2. Площади когерентности при освещении обычными источниками, как правило, очень малы. Напр., в солнечном свете с. в. к. первый раз обращается в нуль уже для точек, удалённых друг от друга на  $3 \cdot 10^{-3}$  см, что и определяет трудности наблюдения интерференции в экспериментах типа Юнга. По мере уменьшения угл. размера источника площадь когерентности растёт. На измерении ф-ции  $\gamma_{12}(z)$  основан метод Майкельсона определения диаметра звёзд (см. *Интерферометр звёздный*). Для лазера площадь когерентности может превышать всё сечение луча. В этом случае высокая с. в. к. является следствием вынужденного (и тем самым согласованного) характера испускания света частицами его рабочей среды в резонаторе, выделяющем типы колебаний малой угл. расходимости.

Время с когерентности  $\tau_0$  наз. мин. задержка  $t$  между интерферирующими световыми волнами, снижающая  $\gamma(t)$  до заданной малой величины, напр. до 0. Зависимость  $\gamma(t)$  дается преобразованием Фурье от спектра мощности поля. Для поля с шириной спектра  $\Delta\nu$  время когерентности  $\tau_0 \approx 1/\Delta\nu$ . Для разл. источников света  $\tau_0$  меняется в широких пределах. Напр., для солнечного света  $\tau_0 \approx 10^{-13}$  с, чему соответствует длина когерентности и  $\delta_0 = c\tau_0$  (с — скорость света) порядка доли микрона. Для узких спектральных линий газоразрядных источников света  $\delta_0$  доходит до десятков см. Для односторонних лазеров  $\tau_0$  может доходить до долей секунды, и соответственно  $\delta_0$  измеряется многими тысячами км. Если световое поле содержит неск. раздельных спектральных линий, то  $\gamma(t)$  является монотонно убывающей ф-цией  $t$ . Напр., если спектр состоит из двух линий  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , то  $\gamma(t)$  периодична с периодом  $(\nu_1 - \nu_2)^{-1}$ . Это характерно для лазерных источников.

Строго говоря, взаимно когерентны только поля, полученные от общего источника. Поля независимых источников некогерентны. Однако поля независимых источников с очень узкими спектральными линиями при наложении обнаруживают интерференцию, если наблюдение производится в течение времени  $\Delta t \ll \Delta\nu^{-1}$ ,  $(\nu_1 - \nu_2)^{-1}$ , где  $\nu_1$  и  $\nu_2$  — ср. частоты полей источников,  $\Delta\nu$  — ширина на ширин линий  $\nu_1$  и  $\nu_2$ . Через промежуток времени порядка  $\Delta\nu^{-1}$  или  $(\nu_1 - \nu_2)^{-1}$  и в к. ме-

няется и при усреднении по интервалу времени  $\Delta t \gg \Delta\nu^{-1}$ ,  $(\nu_1 - \nu_2)^{-1}$  полностью затирается. Такую нестационарную и к. можно регистрировать, фотографируя с достаточно малым временем экспозиции, однако чаще наблюдение ведётся с помощью фотоэлектрич. приемника. При этом интерференция проявляется в зависимости от времени сигнала приёмника: при  $\nu_1 \neq \nu_2$  сигнал квазипериодичен (световые  $\delta$  б. и н. я), а при  $\nu_1 = \nu_2$  меняется во времени нерегулярно с временной корреляцией порядка  $\Delta\nu^{-1}$ . Для описания такой нестационарной интерференции можно использовать понятие когерентности, имея при этом в виду в ф-ле (3) усреднение по огранич. интервалу времени  $\Delta t$ .

Нестационарная интерференция наблюдается только при достаточно высокой яркости источников света. Критерием является число фотонов в объёме когерентности  $V_0 = S_0 \delta_0$ , к-рое должно быть я слишком малым по сравнению с 1. Практически нестационарная интерференция имеет место только с лазерными источниками. Очень слабые проявления остаточной нестационарной интерференции в полях тепловых источников света наблюдаются в экспериментах по спектроскопии шумов излучения и по корреляции интенсивности. Для их теоретич. описания помимо рассмотренной К. с. в. вводится когерентность второго порядка, выражающаяся через ф-ции корреляции уже не полей, а интенсивностей (см. *Квантовая оптика, Квантовая когерентность*).

Лит.: Глаубер Р. Оптический когерентности и статистика фотонов, в кн.: *Квантовая оптика и квантовая радиофизика*, пер. с англ., франц., М., 1966; Франсон М., С. Л. Ян и Я. С., *Когерентность в оптике*, пер. с франц., М., 1967; Борн М., Вольф Э., *Основы оптики*, пер. с англ., 2 изд., М., 1973. Е. В. Александров.

**КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕКОГЕРЕНТНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ.** Когерентными наз. процессы нелинейной *взаимодействия световых волн*, существенно зависящие от фазовых соотношений. Соответственно, к некогерентным относятся нелинейные оптич. процессы, зависящие лишь от интенсивностей волн. Понятия когерентности и некогерентности в *нелинейной оптике* играют важную роль, в первую очередь при классификации многоволновых взаимодействий (многофотонных процессов) и резонансных эффектов.

Многоволновые взаимодействия наз. когерентными, если они происходят без передачи энергии среде. В этом случае фазовое согласование отдельных компонент поля возникает в результате одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса только для волн, без участия среды. Такие процессы наз. также параметрическими. (Подробнее см. *Многофотонные процессы*.)

При взаимодействии световых полей в условиях одно- или многофотонных резонансов с квантовыми переходами в среде когерентными наз. нестационарные процессы, за время развития к-рых фазовые соотношения между полем и откликном веществом не успевают существенно нарушиться релаксацией (см. *Оптическая нутация, Самоиндуцированная прозрачность, Фотонное гз*). В противоположном случае процессы становятся некогерентными (см., напр., *Насиченный эффект*).

Представления о когерентности процессов используются также при анализе распространения волн в нелинейных средах, когда необходимо учитывать пространственную эволюцию фазовых соотношений. В этом случае процесс может быть когерентен локально, а при распространении в среде может произойти полярия или частичная потеря когерентности. Подобная ситуация реализуется, напр., при параметрическом взаимодействии случайно модулированных волн в диспергирующих средах.

Лит.: Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Прохоров Н. Н., *Нелинейная оптика*, пер. с англ., М., 1964; Бломберг Н. Н., *Нелинейная оптика*, пер. с англ., М., 1966; Ален Д. Л., Эберл Д., *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, пер. с англ., М., 1978; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е.,

Чаркин А. С., Введение в статистическую радиотехнику и оптику, М., 1981.

К. Н. Дробочин.

**КОДИРОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ** — установление соответствия между элементами сообщения и сигналами, при помощи к-рых эти элементы могут быть зафиксированы.

Пусть  $B, b_i \in B, i = \overline{1, n}$  — множество элементов сообщения,  $A$  — алфавит с символами  $a_j \in A, j = \overline{1, m}$ . Пусть конечная последовательность символов наз. словом в данном алфавите. Множество слов в алфавите  $A$  наз. кодом, если оно поставлено во взаимно однозначное соответствие с множеством  $B$ . Каждое слово, входящее в код, наз. к о д о в ы м словом. Число символов в кодовом слове наз. длиной слова. Кодовые слова могут иметь одинаковую или разл. длину. В соответствии с этим код наз. равномерным или неравномерным.

Цели К. и.: представление входной информации в ЭВМ, согласование источников информации с каналом передачи, обнаружение и исправление ошибок при передаче и обработке данных, сокрытие смысла сообщения (криптография) и т. д. Информационные свойства объекта, как правило, таковы, что код может быть представлен наиболее экономичным образом. Эту задачу решает к о д е р и с т о ч и к а, удаляя из сообщений избыточность. Дальнейшие этапы прохождения данных — передача по каналу передачи и (или) хранение в запоминающих устройствах — требуют обнаружения и (или) исправления ошибок, возникающих в них вследствие помех. Эти цели достигаются путём корректирующего кодирования, осуществляемого к о д е р о м к а н а л а. Наконец, заплата информации от искажений при обработке в ЭВМ осуществляется применением арифметич. кодов.

**Кодирование значений.** Натуральное число  $N$  представлено в позиционной весомазначной системе счисления, если имеет место соотношение

$$N = \sum_{i=0}^{n-1} a_i p_i, \quad (1)$$

где  $A = \{a_0, \dots, a_1, \dots, a_{n-1}\}$  — цифровой алфавит с  $n$  цифрами,  $P = \{p_0, \dots, p_1, \dots, p_{n-1}\}$  — веса разрядов,  $i = \overline{0, n-1}$  — номера разрядов. Термин «позиционная» означает, что в кодовом представлении (или просто коде) числа, выражаемом условным равенством

$$N = a_{n-1} \dots a_1 \dots a_0,$$

количественный эквивалент, соответствующий цифре  $a_i$ , зависит и от её расположения в коде. Термин «весомая» означает, что каждый разряд имеет вес  $p_i$ . Вес младшего разряда  $p_0$  в цифровой измерительной технике отождествляется с разряжающей способностью аналого-цифрового преобразования. Выбор алфавита  $A$  и системы весов  $P$  задаёт классификацию позиционных систем счисления (кодирование значений).

В естественных системах

$$p_i = n p_{i-1} = n^i p_0 \quad (2)$$

и, если  $n$  — основание системы счисления — натуральное число, любое число  $X$  может быть представлено как

$$X = \sum_{i=-\infty}^{\infty} a_i n^i. \quad (3)$$

Выбор алфавита смешанным:  $A = \{0, 1, \dots, n-1\}$ ,  $A = \{-n-1, \dots, 1, 0\}$ , или симметричным:  $A = \{-n-1, \dots, -1, 0, 1, \dots, n-1\}$  позволяет представлять соответственно положительные, отрицательные или любые числа. Симметричная система должна обладать нечётным основанием.

В ЭВМ почти исключительно используется позиционная двоичная смешанная система ( $n=2$ ) с цифрами  $\{0, 1\}$  и естественным соотношением весов, представляющих ряд чисел

$$\dots 2^i, 2^{i-1}, \dots, 1, 0, \dots, 2^{-i}.$$

Возможно применение и иного набора цифр, напр.  $\{-1, 1\}$ , дающего нек-рые специфические преимущества.

Развиваются двоичные системы, веса разрядов к-рых находятся не в естественном (2), а в более сложном соотношении, образуя, напр., ряд Фибоначчи (или «золотую пропорцию») [1]. Число  $N$  в коде Фибоначчи представляется соотношением

$$N = a_{n-1} \varphi(n-1) + a_{n-2} \varphi(n-2) + \dots + a_0 \varphi(0), \quad (4)$$

где  $\varphi(n)$  — числа Фибоначчи, связанные соотношением  $\varphi(n) = \varphi(n-1) + \varphi(n-2)$ ,  $\varphi(0) = 1$ ,  $\varphi(1) = 2$ .

Разложение (4) числа  $N$  неоднозначно. Для любого  $N$  существует код, в к-ром не встречается двух следующих подряд нулей, а также код, в к-ром не соседствуют единицы. Эти, а также др. структурные особенности кодов Фибоначчи и «золотых» кодов делают их удобными для построения самокорректирующихся преобразователей, запоминающих и вычислит. устройств, сервоприводов с цифровым управлением и т. я.

Тройчные системы счисления наиб. экономичны в том смысле, что именно в тройчном коде определ. кол-во знаков может быть выражено наиболее разнообразие чисел. Есть основание полагать, что в будущем именно в силу указанного свойства тройчная симметричная система кодирования с цифрами  $\{-1, 0, 1\}$  займёт в вычислит. технике доминирующее место. Проблемой остаётся создание элементов, реализующих ф-ции баиса в тройчной логике: тройчный инвертор и тройчные НЕ—И или тройчные НЕ—ИЛИ (см. *Логические схемы*).

Непозиционные коды применяют в специализированных измерит. и вычислит. устройствах [2]. Простейший на непозиционных — унитарный код можно получить, положив в (2)  $n=1$  и  $p_0=1$ . В нём число  $N$  представляется как  $N=n+1$  — последовательно суммируемые единицы. Так работают, напр., счётчики импульсов.

Среди систем непозиционного кодирования выделяется система счисления в остаточных классах (СОК). Число  $N$  в СОК представляется в виде упорядоченного набора остатков (вычетов) по взаимно простым основаниям  $p_1, \dots, p_n$ :  $N = \{a_1, \dots, a_1, \dots, a_n\}$ , где  $a_i$  — наименьший вычет  $N$  по модулю  $p_i$ . Система оснований  $p_1, p_2, \dots, p_n$  определяет диапазон представления чисел  $P = \{p_1, p_2, \dots, p_n\}$ . В СОК арифметич. операции производятся независимо по каждому основанию и это позволяет существенно увеличить скорость их выполнения. В СОК удобен контроль операций, т. к. ошибки локализованы в пределах оснований. Специфичным для вычислит. устройств, работающих в СОК, является применение табличной арифметики: значения ф-ции, подлежащей вычислению, заранее записаны в таблицу, а затем извлекаются при поступлении значений operandов.

**Эффективное кодирование источника информации** [3] имеет целью согласование информационного свойства источника информации (ИИ) и канала передачи. Предполагается, что ИИ выдаёт на выходе сообщение, состоящее из букв  $m$ -буквенного алфавита

$$A_m = \{a_1, \dots, a_m\},$$

причём новление букв статистически независимо и подчинено распределению

$$P = \{p_1, \dots, p_m\}, \quad p_i > 0, \quad \sum_i p_i = 1.$$

Источник характеризуется энтропией на символ

$$H(P) = \sum_{i=1}^m p_i \log_2 (1/p_i).$$

Энтропия  $0 \leq H(P) \leq \log_2 m$  имеет смысл меры неопределённости относительно появления на выходе ИИ очередного символа. Равенство  $H(P)=0$  достигается при вырожденном распределении  $P$ , т. к. сообщение

при этом детерминированно: равенство  $H(P) = \log_2 m$  достигается при равномерном появлении  $a_i \in A$  — ситуация наибольшей неопределённости. При  $m=2$  и равномерном появлении букв  $a_1$  и  $a_2$  энтропия максимальна и  $H(P)=1$ . Эта величина — неопределённость при равномерном выборе из двух альтернатив используется как единица кол-ва энтропии — 1 бит.

Пусть, далее, канал работает в  $r$ -буквенном алфавите и  $r < m$ . Кодирование при этом будет заключаться в сопоставлении каждому символу  $a_i \in A_m$  слова  $b(a_i)$  в алфавите  $B_r$ .

Каждый способ кодирования характеризуется ср. числом  $L(P)$  букв выходного алфавита, приходящихся на одну букву входного алфавита  $A_m$ . Для алфавитного кодирования  $L(P) = \sum_{i=1}^m p_i l_i$ , где  $l_i$  — длина слова  $b(a_i)$  в алфавите  $B_r$ . Если кодирование взаимно однозначно, то

$$L(P) \geq H_r(P) = \sum_{i=1}^m p_i \log_r (1/p_i).$$

Величина  $I(P) = L(P) - H_r(P)$  наз. избыточностью кодирования при распределении  $P$ . Задача состоит в отыскании в заданном классе взаимно однозначных кодирований кодирования, обладающего мин. величиной  $I(P)$ . Существование минимума и его значение устанавливаются теоремой Шеннона для канала без шума, гласящей, что для источника с конечным алфавитом  $A_m$  с энтропией  $H(P)$  можно так присписать кодовые слова буквам источника, что ср. длина кодового слова  $L(P)$  будет удовлетворять условиям

$$\frac{H(P)}{\log_r m} \leq L(P) < \frac{H(P)}{\log_r m} + 1.$$

Оптимальным считается такой код, что никакой другой не обеспечит меньшего значения  $L(P)$ .

Конструктивная процедура отыскания оптим. кода для кодирования данного множества сообщений оптим. предложена в 1952 Д. Хаффманом (D. R. Huffman). Идея заключается в том, что буквы алфавита  $A_m$  упорядочиваются по вероятности и более вероятным присписываются более короткие кодовые слова. Код Хаффмана обладает след. свойствами: слово, соответствующее наименее вероятному сообщению, имеет наибольшую длину; два наименее вероятных сообщения кодируются словами одинаковой длины, одно из к-рых оканчивается нулём, а другое — единицей ( $r=2$ ).

**Оптимальное равномерное кодирование.** Пусть источник с двухбуквенным алфавитом  $A_2 = \{0, 1\}$  и  $P = \{q, p\}$  генерирует слова длиной  $l$ . Относительно всего множества из  $2^l$  слов (словаря источника) существует утверждение, что при  $p \neq q$  и достаточно больших  $l$  словарь источника распадается на два подмножества: группу из  $2^{H(P)}$  равновероятных слов (рабочий словарь источника) и группу слов с суммарной вероятностью, близкой к нулю («ветвиные» последовательности). Здесь  $H(P)$  — энтропия на символ источника. Доля слов рабочего словаря весьма мала и с увеличением  $l$  стремится к нулю. Идея равномерного, или блокового, кодирования заключается в том, что кодер, получая на входе слова источника, сопоставляет кодовые слова лишь словам из рабочего словаря, кодируя все остальные одним словом, имеющим смысл ошибки. Вероятность ошибки может быть произвольно уменьшена увеличением длины слова источника. При этом объём кодируемых слов  $2^{H(P)}$  требует  $n \geq lH(P)$  символов кодового слова. Поскольку слова рабочего словаря практически равновероятны, равновероятны будут и кодовые слова, а энтропия на символ кодового слова будет близка к 1 биту. Кодер, т. о., даёт слова длиной  $n < l$ , экономя за счёт того, что «догружает» каждый символ до максимальной возможной информационной нагрузки в 1 бит.

Кодирование источника приобретает новое значение в связи с необходимостью «сжатия» информационных

массивов данных в базах и банках данных. Массивы организационной, экономической, измерит. информации имеют столь большую избыточность, что допускают сжатие, доходящее до 80—85%. Развитые системы управления базами данных (СУБД) имеют спец. программы (утилиты) анализа, сжатия и восстановления текста, работающие на принципах, изложенных выше.

**Корректирующее кодирование информации.** Его целью является обнаружение и (или) исправление ошибок в кодовых словах, возникших при передаче информации по каналу с шумом. Коррекция искажений возможна за счёт введения избыточности в систему передачи. При этом из всего множества слов кодера канала  $N_c$  лишь  $N$  будет соответствовать передаваемым сообщениям (разрешённые слова). Теоретически при этом доля обнаруженных ошибок не превышает  $1 - N/N_c$ .

Предполагается, что информационное слово  $U = (u_1, \dots, u_n)$ , где  $u_i = 0, 1$ , поступает на вход кодера канала (в дальнейшем — кодера), ставящего ему в соответствие кодовое слово  $X = (x_1, \dots, x_l)$ ,  $x_i = 0, 1$ ,  $l > n$ . Кодер, т. о., добавляет по определ. правилу к слову  $U$  группу из  $k = l - n$  избыточных (корректирующих) разрядов. Кодовое слово  $X$  поступает в канал с шумом, где помеха искажает нек-рые из символов  $x_i$ . Принятое на выходе канала слово  $Y = (y_1, \dots, y_l)$  поступает на декодер, восстанавливающий (с нек-рым приближением) слово  $X$ . С кодовыми словами оперируют как с векторами в линейном векторном пространстве с метрикой Хэмминга, задающей расстояние между векторами  $X'$  и  $X''$

$$d(X', X'') = \sum_{i=1}^l (x'_i \oplus x''_i).$$

Теорема Шеннона для каналов с шумом, утверждающая, что при помощи подходящих кодов можно передавать информацию так, чтобы вероятность ошибки после декодирования была произвольно малой при условии, что скорость передачи не превосходит пропускной способности канала связи, неконструктивна: она не указывает способа построения кода. При конструировании кода решающее значение имеет выбор модели возникновения ошибок в передаваемом слове.

Наиб. распространена модель симметричного канала с равновероятными ошибками разл. типов — переходе, напр., символа 0 в 1 и 1 в 0.

Специфична модель канала «со стиранием». Выходный алфавит такого канала содержит спец. символ стирания, в к-рый и переходит символы входного алфавита при возникновении ошибки подобного типа.

Выдвигаются разл. предположения относительно распределения ошибок в передаваемой последовательности символов (кодового слова). Возможна модель независимых ошибок (канала без памяти), модель сгруппированных ошибок (наеч ошибок), ошибок, расположенных на опред. расстоянии друг от друга, и т. д. Распространены предположения о предельной кратности ошибок в кодовых словах [3].

В рамках последнего предположения корректирующая способность кода оценивается числом ошибок, обнаруживаемых и (или) исправляемых с его помощью в кодовых словах. Предполагается, что в канале с  $X$  произвольно суммируется (по mod 2) шумовой вектор  $Z$ , образуя слово  $Y = X \oplus Z$ . Кратность возникающей в результате ошибки совпадает с числом единиц (всём Хэмминга) в  $Z$ . В векторе из  $l$  элементов не более

чем  $r$  единиц могут быть размещены  $\sum_{m=1}^r C_m^n$  способами.

Это — то разнообразие ошибок, к-рое может возникнуть при передаче.

Основной характеристикой кода, определяющей его корректирующую способность по отношению к независимым ошибкам, является кодовое расстояние. Кодовое расстояние является наименьшим хэмминговым

расстоянием между всевозможными словами  $X' = (x'_1, \dots, x'_l)$  и  $X'' = (x''_1, \dots, x''_l)$  кода. Для того чтобы код обнаруживал все комбинации из  $s$  ошибок и исправлял все комбинации из  $t$  ошибок, необходимо и достаточно, чтобы кодовое расстояние было равно  $s+t+1$ .

Широкий класс кодов для симметричного канала составляют линейные (групповые) коды [3], напр. коды Хэмминга, широко применяющиеся для защиты информации в основной памяти ЭВМ. Код Хэмминга обладает кодовым расстоянием  $d=3$ , исправляет однократные ошибки и обнаруживает двукратные. Он имеет проверочные разряды, расположенные в позициях с номерами  $2^0, 2^1, 2^2, \dots$ . Линейный код задается парой матриц: порождающей  $G_{n \times k}, \|g_j\|, j=1, \dots, k$ , и проверочной  $H_{k \times n}$ . Строки  $g_j$  порождающей матрицы — линейно независимые векторы, образующие базис пространства, содержащего  $2^k$  элементов — кодовых слов. Каждая из строк проверочной матрицы ортогональна строкам  $g_j, j=1, \dots, k$ , и  $GH^T=0$ .

Кодер линейного кода образует кодовые слова по правилу  $X^T = U^T G$ . Модель искажений предполагает, что в канале с  $X$  носимольно суммируется шумовой вектор  $Z$ , образуя слово  $Y = X + Z$ .

Идея декодирования заключается в образовании произведения  $S^T = Y^T H^T$ , называемого синдромом. Равенство  $S=0$  означает, что  $Z=0$ , либо ошибка относится к необнаруживаемым. Синдром имеет  $2^k - 1$  ненулевых реализаций, каждая из  $k$ -рых может быть использована для указания на производящую ошибку.

Циклич. коды входят как подкласс в групповые коды. В них вместе со словом  $X$  входит и все его циклич. перестановки. Кодовые слова образуются как произведение двух полиномов:  $U(E)$  степени  $n-1$ , коэф.  $k$ -рого составляют информационное слово  $U$ , и порождающего  $g(E)$  степени  $l-n$ , неприводимого и делящего без остатка двучлен  $(1+E^l)$ . Декодирование заключается в делении принятого слова (полинома) на  $g(E)$ . Наличие ненулевого остатка укажет на присутствие ошибки. Циклич. коды, как правило, неспетематические.

Спец. циклич. коды предназначены для обнаружения и исправления пачек ошибок, напр. коды Фейра, определяемые порождающими полиномами вида  $g(E) = p(E)(E^c + 1)$ , где  $p(E)$  — неприводимый полином, а величина  $c$  определяется длиной исправляемых и обнаруживаемых пачек ошибок.

Пачки ошибок характерны для запоминающих устройств с магн. носителями, в частности для накопителей на магн. дисках (НМД) совр. ЭВМ (см. *Памяти устройств*). Для защиты данных в НМД поэтому широко используется К. и циклич. кодами, осуществляемые аппаратными средствами.

Арифметические коды предназначены для обнаружения ошибок, возникших при выполнении арифметич. операций на ЭВМ. В теории арифметич. кодирования вводится понятие веса, расстояния и ошибки, отличные от хэмминговских. Арифметич. вес числа определяется как мин. число слагаемых в представлении числа в виде  $N = \sum a_i 2^i, a_i \in \{1, -1\}$ . Ошибка, в результате  $k$ -рых величина числа изменится на  $\pm 2^i, i=0, 1, 2, \dots$ , наз. арифметическими. Арифметич. расстояние между  $N_1$  и  $N_2$  — арифметич. вес разности  $(|N_1 - N_2|)$ , равно кратности ошибки, нереводимой число  $N_1$  в  $N_2$ , и определяет корректирующую способность арифметич. кода подобно расстоянию Хэмминга.

В распространённых АН-кодах кодирование числа  $N$  — операция — осуществляется умножением его на специально подобранный множитель  $A$ . Так, 3А-код, имея кодовое расстояние 2, обнаруживает одиночные ошибки путём деления суммы на 3. Ошибки обнаруживаются при ненулевой остатке: величина арифметич. ошибки  $2^i$  не делится на 3 нацело. Кроме одиночных

при  $A=3$  обнаруживается и часть двойных ошибок — те, при  $k$ -рых правильный и ошибочный результат имеют несовпадающие остатки от деления на 3.

Криптография осуществляется путём подстановки, когда каждой букве шифруемого сообщения ставится в соответствие определ. символ (напр., др. буква), либо путём перестановки, когда буквы внутри искусственных блоков текста меняются местами, либо комбинацией этих методов. Шенноном показано, что возможны криптограммы, не поддающиеся расшифровке за приемлемое время [5].

Лит.: 1) Стахов А. П., Введение в алгоритмическую теорию измерений, М., 1977; 2) же, Коды золотой пропорции, М., 1984; 3) Аккушевский И., Юдичин и Я. Д., Машинная арифметика в остаточных классах, М., 1968; 4) Галлагер Р., Теория информации и надежная связь, пер. с англ., М., 1974; 5) Давыдов Ю. Г., Теория арифметических кодов, М., 1981; 6) Аршинов М. И., Садовская Л. Е., Коды и математика, М., 1983. А. Н. Ефимов.

**КОЛЕБАНИЯ** — движения или состояния, повторяющиеся той или иной степенью повторяемости во времени. К. свойственны всем явлениям природы: пульсирует излучение звёзд, внутри  $k$ -рых происходят циклич. ядерные реакции; с высокой степенью периодичности вращаются планеты Солнечной системы (а всякое вращение можно представить себе как два одновременных К. во взаимно перпендикулярных направлениях); движение Луны вызывает приливы и отливы на Земле; в земной ионосфере и атмосфере циркулируют потоки зарядк. и нейтральных частиц; ветры возбуждают К. и волны на поверхности водоемов и т. д. Внутри любого живого организма — от одиночной клетки до высокоорганизованных их популяций — непрерывно происходят разнообразные, ритмично повторяющиеся процессы (биение сердца, колебания психик, состояний и др.). В виде сложнейшей совокупности К. частиц и полей (электронов, фотонов, протонов и др.) можно представить устройство микромира.

В технике К. выполняются либо определ. функциональные обязанности (колесо, маятник, колеб. контур, генератор К. и т. д.), либо возникают как неизбежное проявление физ. свойств (вибрация машин и сооружений, неустойчивости и вихревые потоки при движении тел в газах и т. д.).

В физике обычно выделяются колебания двух видов — механич. и электромагнитные и их эл.-механич. комбинации. Это обусловлено тем, что исключит. ролью, к-рую играют гравитацион. и эл.-магн. взаимодействия в масштабах, характерных для жизнедеятельности человека. С помощью распространяющихся механич. К. плотности и давления воздуха, воспринимаемых нами как звук, а также очень быстрых колебаний электрич. и магн. полей, воспринимаемых нами как свет, мы получаем большую часть прямой информации об окружающем мире.

К. любых физ. величин почти всегда сопровождаются попеременным превращением энергии одного вида в энергию другого вида. Так, оттягивая маятник (груз на нити) от положения равновесия, мы увеличиваем потенци. энергию груза, запасённую в поле тяжести; при отпускиании он начинает падать, вращаясь около точки подвеса как около центра, и в крайнем ниж. положении его потенц. энергия превращается в кинетическую, поэтому груз проскакивает это равновесное положение, и процесс перекачки энергии повторяется, пока рассеяние (диссипация) энергии, обусловленное, напр., трением, не приведёт к полному прекращению К. В случае К. электрич. зарядов и токов в *колебательном контуре* или электрич. и магн. полей а эл.-магн. волнах роль потенциальной обычно играет электрич. энергия, а кинетической — магнитная. Иногда, когда речь идёт о К. тепловых, хим. и особенно информац. величин, такой энергетич. подход несколько условен, но вполне плодотворен.

Теория колебаний и волн. Изучение К. на разных этапах играло стимулирующую роль в развитии науки. Так, исследования К. маятника

дали возможность Г. Галилею (G. Galilei) более точно измерять промежутки времени (1636), изучение законов обращения планет вокруг Солнца привело И. Ньютона (I. Newton) к созданию начал классич. механики (1686). Дж. К. Максвелл (J. C. Maxwell), следя М. Парадее (M. Faraday) и связав свойства электр. К. с волновыми характеристиками света, построил основы классич. электродинамики (1864). В результате корпускулярно-волнового рассмотрения материи появилась *квантовая механика*.

По мере изучения К. разл. физ. природы возникло убеждение о возможности общего, «внепредметного», подхода к ним, основанного на свойствах и закономерностях колебат. процессов вообще. В результате сложилась теория К. и волн, к-рая, основываясь на матем. и физ. моделях, устанавливает общие свойства колебат. и волновых процессов в реальных системах, не интересуясь деталями их поведения, обусловленного их природой (физической, химической и др.), и определяя связь между параметрами системы и её колебат. (волновыми) характеристиками. Благодаря общности закономерностей результаты, полученные при исследовании К. и волн, напр. в механике, могут быть перенесены в оптику или радиотехнику.

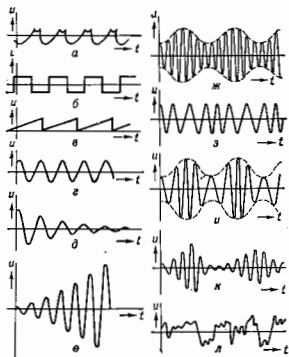
Так, при создании параметрич. генераторов свста были использованы данные, накопленные при анализе параметрич. К. в радиотехнике. Изучение любого волнового или колебат. процесса в каждом конкретном случае начинается с идеализации реальной системы, т. е. с построения модели и написания для неё соответствующих ур-ний (дифференциальных, в частных производных, дифференциально-разностных и др.). Идеализация одних и тех же систем могут быть различными в зависимости от того, какое явление исследуется. Сравнительно принятые идеализации оцениваются путём сравнения результатов теории, построенной на основании данной модели, с результатами анализа более общей модели или с поведением реальной системы — экспериментом. Напр., когда речь идёт только о нахождении условий раскачки качелей при периодич. изменении их длины, модель может быть совсем простой — дивейный осциллятор с периодически меняющейся собственной частотой. Когда же необходимо ответить на вопрос об амплитуде установившихся К. таких качелей, нужно уже учитывать нелинейность (зависимость частоты К. качелей от амплитуды К.), в результате чего приходим к модели физ. маятника, т. е. нелинейного осциллятора с периодически изменяемым параметром.

Понятия и представления теории К. и волн относятся либо к явлениям (резонанс, автоколебания, синхронизация, самофокусировка и т. д.), либо к моделям (линейная и нелинейная системы, система с сосредоточенными параметрами или система с распределёнными параметрами, система с одной или неск. степенями свободы и др.). На основе сложившихся представлений теории К. можно связать те или иные явления в конкретной системе с её характеристиками, фактически не решая задачи всякий раз заново. Напр., преобразование энергии одних К. в другие в слабонелинейной системе (будь то волны на воде, эл.-магн. К. в ионосфере или К. маятника на пружинке) возможно только в случае, когда выполнены определ. резонансные условия между собств. частотами подсистем.

Методы теории К. и волн — это методы анализа ур-ний, описывающих модели реальных систем. По-уму большинство из них являются общими с методами качеств. теории дифференц. ур-ний (метод фазового пространства, метод отображений Пуанкаре и др.), асимптотич. методами решения дифференц. и иных ур-ний (метод Ван дер Поля, метод усреднения и т. д.). Специфика методов теории К. и волн состоит в том, что при изучении моделей колебат. или волновых явлений интересуются, как правило, общими свойствами решений соответствующих ур-ний.

Осн. разделы теории К. и волн — теория устойчивости линейарзванных систем, теория параметрич. систем и адиабатич. инвариантов, теория автоколебат. и автоволновых процессов, теория ударных волн и солитонов, кинетика К. и волн в системах с большим числом степеней свободы, теория стохастич. систем — систем со сложной динамикой. Если «классич.» теория К. и волн имела дело в основном с детерминированными системами и поэтому изучала, как правило, лишь регулярные (периодич.) К. и волны, то в последнее время усилился интерес к статистич. задачам, связанным с анализом процессов «рождения» статистич. в детерминированных системах. В этой части, а также в части исследования сложных колебат. и волновых структур в неравновесных средах современная теория К. и волн перекрывается с *синергетикой*.

Кинематика колебат. и волн довольно произвольна, однако, если руководствоваться практической или принципиальной важностью тех или иных



Различные виды колебаний: а — периодические сложной формы; б — прямоугольные; в — пилообразные; г — синусоидальные; д — затухающие; е — нарастающие; ж — амплитудно-модулированные; з — частотно-модулированные; и — модулированные по амплитуде и по фазе; к — колебания, амплитуда и фаза которых — случайные функции; л — случайные колебания.

движений, можно выделить неск. наиболее типичных примеров (рис.). Для простоты будем говорить о К., описываемых ф-цией времени  $u(t)$ , хотя в кинематич. точки зрения пространство и временные К. взаимно интересуют друг к другу путём перехода из одной системы отсчёта к другой.

На рис. а — г показаны периодич. К. разл. формы, в к-рых любое значение  $u(t)$  повторяется через одинаковые промежутки времени  $T$ , называемые периодом К., т. е.  $u(t+T) = u(t)$ . Величину, обратную периоду  $T$  и равную числу  $k$  в единицу времени, наз. частотой К.  $\nu = 1/T$ ; часто пользуются также круговой или циклич. частотой  $\omega = 2\pi\nu$ . Обычно частота измеряется в герцах (Гц), что соответствует числу К., совершаемых в 1 с. В случае пространства. К. вводят аналогичные понятия пространства, периода (или длины волны  $\lambda$ ) и волнового числа  $k = 2\pi/\lambda$ .

Разновидностями периодич. К. являются тригонометрич. мейандры (рис. б), пилообразные К. (рис. в) и наиболее важные синусоидальные, или *гармонические колебания* (рис. г). Последние могут быть записаны в виде

$$u(t) = A \sin \varphi - A \sin(\omega t + \varphi_0),$$

где  $A$  — амплитуда,  $\varphi$  — фаза,  $\varphi_0$  — её нач. значение. В случае строго гармонич. К. величины  $A$ ,  $\omega$  и  $\varphi_0$  не зависят от времени. Очень употребительны также комплексная запись синусоидальных К.:

$$\bar{u}(t) = \bar{A} e^{i\omega t} = A \cos(\omega t + \varphi_0) + iA \sin(\omega t + \varphi_0),$$

в  $k$ -ой комплексная амплитуда  $\bar{A} = A e^{i\varphi_0}$  объединяет в себе действит. значения амплитуды и фазы К. В частности, для показанного на рис. 3 затухающего К.

$$u(t) = \bar{A} e^{-\delta t} e^{i\omega t},$$

где декремент затухания  $\delta$  можно считать либо мнимой частью частоты  $\omega = \omega - i\delta$ , либо относить к экспоненциально убывающей амплитуде. При отрицат.  $\delta$  этот коэф. наз. инкрементом, а соответствующее К. превращается в экспоненциально растущее. У К. с убывающей амплитудой периодичность нарушается, но при  $\delta < \omega$  их всё же можно считать почти (квази) периодическими, а при  $\delta > \omega$  почти аperiodическими, т. е. по существу уже не К., а монотонными движениями.

Для передачи информации применяются модуляторы. К., амплитуда, фаза или частота к-рых изменяются по закону кодирования информации, напр. в радиотехнике высокочастотные К. модулируют К. звуковых частот, передающими речь, музыку. Наиб. употребительными являются модуляторы К. вида  $u(t) = A(t) \cos \varphi(t)$ , где амплитуда  $A(t)$  медленно изменяется в масштабах периода К., а фаза  $\varphi(t)$  обладает медленно изменяющейся производной, равной мгновенной частоте К., т. е.  $\omega = d\varphi/dt = \omega^{-1} d\omega/dt$ . К. наз. амплитудно-модулированными (рис. 4), если  $\omega = \text{const}$ ,  $\varphi_0 = \text{const}$ . В частности, при синусоидальной модуляции  $A(t) = A_0(1 + \alpha \sin \Omega t)$  такое К. есть сумма трёх синусоидальных К. с частотами  $\omega_0$ ,  $(\Omega + \omega_0)$ ,  $(\Omega - \omega_0)$ :

$$A_0(1 + \alpha \sin \Omega t) \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{\alpha A_0}{2} \sin[(\Omega + \omega_0)t + \varphi_0] + \frac{\alpha A_0}{2} \sin[(\Omega - \omega_0)t - \varphi_0] + A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Когда модулирующий сигнал  $A(t)$  имеет сложный периодич. характер, то результирующие К. представляются сложным набором К. всех частот (непрерывный спектр), симметрично сгруппированных около центральной (несущей) частоты  $\omega_0$ .

При  $A = \text{const}$ ,  $\varphi = \omega_0 t + \varphi_0(t)$  К. наз. модулированными по фазе, а при  $A = \text{const}$ ,  $\varphi = \int \omega(t) dt$  модуляция является частным случаем фазовой. На рис. 5 и 6 приведены К., модулированные по амплитуде, частоте и фазе одновременно. Подробнее см. *Модулированные колебания*.

При изучении стохастич. процессов приходится иметь дело с частично и полностью случайными К. На рис. 6 дан пример синусоидального К., модулированного по амплитуде и фазе случайными ф-циями, а на рис. 7 дана одна из реализаций совершенно неупорядоч. процесса («белого шума»), к-рый лишь условно можно отнести к К.

Колеб. движения на плоскости или в пространстве в принципе могут быть представлены как совокупность одномерных К. вдоль соответствующих осей координат. Так, два гармонич. колебания (одномерные осцилляторы) с частотами  $\omega_0$  (вдоль оси  $x$ ) и  $\omega_0$  (вдоль оси  $y$ ) являются проекциями сложных периодич. (при рациональном отношении  $n/m$ ) плоских К., называемых *Лиссажу фигурами*. К ним принадлежит в равномёрное движение по окружности (ротатор), к-рое можно разложить на два одинаковых синусоидальных К. ( $n=m$ ), сдвинутых по фазе на  $\pi/2$ . Именно это обстоятельство составляет одну из причин, по к-рой гармонич. К. оказываются особо выделенными среди других движений в природе. В природе и во мн. техн. устройствах часто возникают движения, почти не отличающиеся (на протяжении больших промежутков времени) от чисто гармонич. или равномерно вращательных. Мн. физ. приборы (*анализаторы спектра*)

выделяют из произвольных процессов наборы К., близких к гармоническим. Возможна и обратная процедура синтеза гармонич. К., математически соответствующая рядам и интегралам Фурье, в силу к-рой любой временной процесс можно воссоздать сложением или интегрированием гармонич. К. разл. частот и амплитуд.

Динамика колебаний свободные, или собственные, К. являются движением системы, предоставленной самой себе, в отсутствие внеш. воздействий. При малых отклонениях от состояния равновесия движения системы удовлетворяют *суперпозиции принципу*, согласно к-рому сумма двух произвольных движений также составляет допустимое движение системы; такие движения описываются линейными (в частности, дифференц.) уравнениями. Если система ещё и консервативна (т. е. в ней нет потерь или притока энергии извне), а её параметры не изменяются во времени (о неменяемых параметрах будет сказано ниже), то любые система К. может быть однозначно представлено как сумма *нормальных колебаний*, синусоидально изменяющихся во времени с опред. собств. частотами. В колебат. системах с сосредоточенными параметрами, состоящих из  $N$  связанных осцилляторов (напр., цепочка из колебат. электрич. контуров или из соединённых уругими пружинами шариков), число нормальных К. (мод) равно  $N$ . В системах с распределёнными параметрами (струна, мембрана, полой или открытой резонатор) таких К. существует бесконечное множество. Напр., для струны с закреплёнными концами длиной  $L$  моды отличаются числом «полутонов», к-рые можно уложить на всей длине струны:  $L = n\lambda/2$  ( $n=0, 1, 2, \dots, \infty$ ). Если скорость распространения волн вдоль струны равна  $v$ , то спектр собств. частот определяется ф-лой

$$\omega_n = k_n v = \frac{2\pi}{T_n} = \frac{2\pi v}{\lambda_n} = n \frac{v}{L} \quad (n=0, 1, \dots, \infty).$$

Наличие *дисперсии волн* [зависимость  $v = v(\omega)$ ] искажает это простое эквидистантное распределение частот, спектр к-рых определяется уже не т. н. дисперсионного уравн.:  $\omega_n = \omega(k_n) = (n\pi/L)v(\omega_n)$ . В реальных системах собственные К. будут затухать из-за потерь, поэтому их можно считать приближённо гармоническими лишь в интервале времени, меньшем  $1/\delta$ . Затухающее К. (рис. 8) может быть представлено в виде пакета гармонич. К., непрерывно заполняющих интервал частот  $(\omega_0 \pm \Delta\omega)$  (интеграл Фурье), тем более узком, чем меньше  $\delta$  ( $\Delta\omega \sim \delta$ ). В этом случае говорят об *упирении спектральной линии*, иногда характеризуют её добротностью  $Q$ , равной отношению запасённой энергии  $W$  к потерям  $P$  за период колебаний  $2\pi/\omega$ , т. е.  $Q = \omega W/P \approx \omega/2\delta$ . Т. о., сужение спектра из-за потерь влечёт за собой вращение дисперсионного спектра в силшовой, когда линия становится приближ. гармонич. в широком интервале между ними, т. е.  $\Delta\omega \sim \alpha \sim (\omega_n - 1 - \omega_0)$ .

Собств. К. нелинейных систем менее доступны для классификации. Нелинейность систем с дискретным спектром собств. частот приводит к «перекатке» энергии К. по спектральным компонентам; при этом возникают процессы конкуренции мод — вытеснение одних и подавление других. Дисперсии могут стабилизировать эти процессы и привести к формированию устойчивых пространственно-временных образований, примерами к-рых в системах с непрерывным спектром являются *солитоны*.

Возбуждение колебаний происходит либо путём непосредств. воздействия на состояние колебат. системы (раскачка маятника периодич. толчками, включение периодич. з.д. в колебат. контур и т. д.), либо путём периодич. изменения параметров этой системы (длины подвеса маятника, ёмкости или самовдукции контура, коэф. уругистости струны и т. п.), либо благодаря «самовозбуждению» К., т. е. возникновению колебат. движений внутри самой си-

стемы. В первом случае говорят о вынужденных колебаниях, во втором — о параметрич. возбуждении колебаний, а в третьем — об автоколебаниях.

Особое значение при возбуждении  $K$  имеет явление *резонанса*, состоящее в резком увеличении отклика системы (амплитуды  $K$ ) при приближении частоты внеш. воздействия к некр-ой резонансной частоте, характеризующей систему. Если последняя линейна и параметры ее не зависят от времени, то резонансные частоты совпадают с частотами ее собственных  $K$ , и соответствующий отклик тем сильнее, чем выше добротность колеб. системы. Раскачка происходит до тех пор, пока энергия, вносимая извне (напр., при каждом отклонении маятника), превышает потери за период осцилляций. Для линейных  $K$  энергия, получаемая от источника, пропорциональна нервой степени амплитуды, а потери растут пропорционально ее квадрату, поэтому баланс энергий всегда достижим.

При больших амплитудах  $K$  становятся нелинейными, происходит смещение частот систем и обогащение их спектра гармониками и субгармониками. Ограничение амплитуды  $K$  может быть обусловлено как нелинейной диссипацией энергии, так и уходом системы из резонанса. При возбуждении  $K$  в системах с распределенными параметрами макс. амплитуды достигаются в случае пространственно-временного резонанса, когда не только частота внеш. воздействия, но его распределение по координатам хорошо «подогнаны» к структуре нормальной моды или, на языке бегущих волн, когда наступает не только совмещение их частот (резонанс), но и волновых векторов (синхронизм).

Существует нек-рый выделенный класс вынужденных  $K$ , при к-ром внеш. воздействие не является чисто колебательным, имеет, однако, пастыло богатый частотный спектр, что в нем всегда содержится резонансные частоты. Напр., заряд, частица, проталкиваемая между двумя плоскостями, возбуждает почти весь набор нормальных волн в  $K$ , свойственный этой системе. Сюда же следует отнести черенковское излучение (см. Черенков — Вавилова излучение) или турбулентное излучение частицы в однородных средах, когда и спектр внеш. воздействия и спектр собств.  $K$  — оба сплошные, т. е. в них представлены все возможные частоты. Наконец, есть и совсем аномальный случай вынужденных  $K$  в системах с непрерывным спектром собств. частот тина ротора (маховик, колесо, электрон в магн. поле и др.), где вращение (а следовательно, и два ортогональных колеб. движения) может возбуждаться силами, неизменными во времени.

Параметрич. возбуждение  $K$  происходит в результате развития т. н. параметрич. неустойчивости, возникающей при периодич. воздействии на те параметры системы, к-рые определяют величину запасенной колеб. энергии; в электрич. контуре — это самоиндукция или ёмкость (но не сопротивление), у маятника — это длина нити или масса груза (но не коэф. трения). Если в такой системе случайно (напр., из-за тепловых флуктуаций) «зародилась»  $K$  с ничтожно малой амплитудой на собственной частоте  $\omega_0$ , то, как и любые свободные  $K$ , они соприкасаются пульсирующей энергией с удвоенной частотой  $2\omega_0$ . Если при этом какими-то внеш. (не зависящими от движения в системе) средствами периодически изменять подходящий параметр системы (напр., ёмкость конденсатора или длину подвеса маятника), то начёт измениться и запасенная энергия: увеличиваться или уменьшаться в зависимости от знака работы, совершаемой внеш. силой над параметром, т. е. от того, в какой фазе по отношению к силе происходит  $K$  энергии в системе. «Выживет» и будет расти только такое  $K$ , фаза к-рого благоприятствует накачке энергии в систему. Возникшие в этих фазах  $K$  либо сохраняют свою амплитуду, либо будут затухать (в последнем случае говорят о параметрич. успокоении  $K$ ).

Параметрич. возбуждение  $K$  происходит с наиб. эффективностью при равенстве частоты падающей параметра удвоенной собственной частоте  $\omega_0$ . Сама же система остаётся линейной: движение в ней хотя и не синусоидально, но подчинено принципу суперпозиции. Параметрич. раскачка  $K$  (т. н. параметрич. резонанс) возможна и на частотах, дробно-кратных собств. частоте  $\omega_0$  одиночного колеб. контура, а также на комбинац. частотах в системах с неск. степенями свободы ( $\omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_n = 0$ ), в т. ч. и в системах с распредел. параметрами при выполнении условий синхронизма возбуждаемых волн с волной накачки. См. также *Параметрические колебательные системы*, *Параметрический резонанс*.

Любую нелинейную колеб. систему можно рассмотреть как самосогласованную параметрич. систему, в к-рую введён элемент обратной связи, как бы осуществляющий «самоуправление» параметром. При опред. условиях в такой системе могут возникать автоколебания самоподдерживающиеся  $K$ , или автоколебания, при к-рых внеш. источник отводит лишь ф-цию восполнения потерь энергии на диссипацию. Процесс формирования автоколебаний обычно состоит в последовательном самосогласовании движений. Пусть нач. состояние системы неустойчиво — либо по отношению к ничтожно малым флуктуациям (мигкий режим возбуждения), либо по отношению к опред. конечным возмущениям (жёсткий режим возбуждения). В любом случае спонтанно (случайно) возникшее  $K$  начёт увеличиваться по амплитуде (процесс усиления  $K$ ). Эта усиленные  $K$  через элемент подожит, обратной связи, обеспечивающий самосогласованность фаз, снова «подлетят» в место своего возникновения и снова усиливаются и т. д. Получается очень быстрый (чаще всего экспоненциальный) рост  $K$ . Ограничение наступает из-за конечности энергии, ресурсов, а иногда и раньше — из-за рассогласованности фаз (подробнее см. *Автоколебания*). Методически удобное «расщепление» автоколеб. системы на элементы, осуществляющие усиление, обратную связь и ограничение  $K$ , в общем случае не может быть однозначно соотнесено с определенными функционально автономными узлами. Так, в одном из самых старинных автоколеб. устройств — в маятниковых часах — ф-цию обратной связи, усилителя и ограничителя выполняет единый узел-балансир с анкером.

Автоколеб. системы обладают большим разнообразием поведения (периодические, многоперiodические, стохастические) и широко представлены как в природе, так и в технике: радиотехн., акустич., оптич., квантовые (лазеры) генераторы, генераторы с сосредоточ. и распредел. параметрами, механич. автоколеб. системы — часы, ветровые волны на воде, турбулентные процессы в аэро- и гидродинамике, флаттер крыльев самолётов и др. Часто встречается более сложные автоколеб. системы, где происходит взаимная синхронизация колебаний или стохастизация  $K$ : стимуляция (пейсмекер, от англ. *pacemaker*) сердца, синхронизация мод в лазерах, индуцированные излучатели зл.-магн. волн, переход к турбулентности в гидродинамич. течениях вязкой жидкости, рождение шума в системах связанных генераторов и т. д.

$K$  могут быть самого широкого диапазона частот и в периодах  $T$ . Так, приведем, напр., значения  $T$  или  $\nu$  для нек-рых важнейших  $K$ , и вращений: обращение Солнца вокруг центра Галактики ( $T \sim 10^8$  с); ледниковые периоды на Земле ( $T \sim 10^4 - 10^5$  с); наибольший цикл солнечной активности ( $T \sim 7 \cdot 10^7$  с); обращение Земли вокруг Солнца — год ( $T \sim 3,6 \cdot 10^7$  с); обращение Луны вокруг Земли — лунный месяц ( $T \sim 2,4 \cdot 10^6$  с); вращение Земли вокруг своей оси — сутки ( $T \sim 9 \cdot 10^4$  с); оборот часовой стрелки ( $T = 4,3 \cdot 10^4$  с); оборот минутной стрелки ( $T = 36 \cdot 10^3$  с); ветровые волны на море ( $T = 1$  с или  $\nu \sim 1$  Гц); опасные для человека инфразвуки

( $v=5-10$  Гц); колесо автомобиля при скорости 60 км/ч ( $v\sim 10$  Гц); звуковые волны, воспринимаемые человеком на слух ( $v=200-2\cdot 10^4$  Гц); стандартная частота колебаний перем. тока ( $v=50$  Гц); УЗ ( $v=2\cdot 10^4-10^8$  Гц); аль-магн. колебания радиодиапазона ( $v=10^6-3\cdot 10^9$  Гц); эл.-магн. колебания СВЧ-диапазона ( $v=3\cdot 10^9-3\cdot 10^{12}$ ); лазерный ( $v=10^{10}-10^{13}$  Гц); оптика (видимый свет) ( $v\sim 0,4\cdot 10^{14}-0,75\cdot 10^{14}$  Гц); УФ-излучение ( $v\sim 10^{15}-10^{17}$  Гц); рентг. излучение ( $v=10^{18}-10^{19}$  Гц); гамма-лучи ( $v\sim 10^{20}$  Гц); коротковолновые частицы-резонансы ( $T=10-22-10^{-24}$  с).

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 13 изд., М., 1981; Стретт Дж. В. (Борд Райел), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1958; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вайсман Р., Колебания, пер. с англ., 3 изд., М., 1986.  
М. А. Миллер, М. И. Рабинович.

**КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В АТМОСФЕРАХ** Солнца, звёзд и планет — представляют собой гидродинамич. и магн.-гидродинамич. колебания и волны (см. Угрюше волны, Волны в плазме) в неоднородной атмосфере в поле силы тяжести.

Под влиянием силы тяжести гидродинамич. волны приобретают свойства, отличные от свойств волн в однородной среде из-за действия на колеблющийся объём силы плавучести (возникающей в результате изменения плотности в ней). Кроме того, в присутствии силы тяжести в атмосфере образуются гравит. волны, нодобные волнам в тяжёлой жидкости (см. Волны на поверхности жидкости), но отличающиеся от них из-за сжимаемости атмосферы. Особенно большое разнообразие типов волн характерно для проводящей атмосферы с магн. полем, когда на колеблющийся объём действуют три возвращающие силы: давления, плавучести и магнитная.

Стратификация (расслоение, вертикальная неоднородность) атмосферы приводит к линейному (т. е. пропорц. амплитуде) взаимодействию волн. Разл. типы волн распространяются не независимо, происходит перекачка энергии от одного типа волн к другому. Линейное взаимодействие наиб. существенно в сильно неоднородных атмосферах, где длина волны больше или порядка высоты однородной атмосферы и перекачка энергии от одного типа волн к другому не является малым эффектом. При достаточно больших амплитудах происходит и нелинейное взаимодействие волн (напр., в верх. хромосфере Солнца). В проводящей атмосфере с магн. полем осуществляется тройное линейное взаимодействие альфонских и магн.-звуковых (быстрой и медленной) волн, свойства к-рых к тому же видоизменяются силой тяжести. В ряде случаев на свойства волн оказывает влияние дуктивный теплообмен, т. е. волны не являются адиабатическими. В стратифицированной атмосфере условия теплообмена также сильно изменяются с высотой. Это приводит к тому, что возникает линейное взаимодействие гидродинамич. и магн.-гидродинамич. волн с температурными волнами. На Солнце разнообразие типов колебаний и волн ещё более увеличивается из-за тенденции к разбеганию магн. поля на отд. магн. трубки. Однако пока изучены волны только в магн. трубках с пост. параметрами вдоль осей трубки. В этом случае линейное взаимодействие разл. мод колебаний не возникает.

При наличии взаимодействия волновой процесс описывается системой двух дифференц. ур-ний второго порядка или одного ур-нием четвёртого порядка. Общий случай псевдипатич. магн.-гидродинамич. волн в стратифицированной атмосфере должен описываться четырьмя взаимно связанными ур-ниями. Такая система ур-ний до сих пор не изучалась. Рассмотрен ряд более простых случаев (неадiabатич. гидродинамич. волн в стратифицированной атмосфере, магн.-звуковые волны в атмосфере с пост. магн. полем), к-рые являются основой совр. теории волн в атмосферах Солнца и звёзд.

Волны в атмосфере могут быть стоячими или бегущими. Если стоячие волны (колебания) являются эди-

ним (когерентным) процессом, охватывающим всё Солнце или звезду, то говорят о пульсациях (в физике используется термин собственные резонансные колебания) Солнца или звёзд.

На Солнце обнаружены как гидродинамич., так и магн.-гидродинамич. колебания и волны. Во всех слоях атмосферы (фотосфере, хромосфере и короне) наблюдаются (по доплеровскому смещению спектральных линий) пятиминутные колебания, представляющие собой акустич. волны, захваченные в атм. впадине, к-рой находится в верх. слоях коллективной зоны. Амплитуда колебаний от 100—200 м/с в фотосфере и до 1—2 км/с в хромосфере. Горизонтальная (вдоль поверхности Солнца) длина волны  $\sim 40^3-10^4$  км. Снектр пятиминутных колебаний состоит из отд. полос. Каждая из полос расщепляется на две из-за вращения Солнца. Поскольку атм. волновод для волн разл. частот находится на разной глубине, удаётся определить, как изменяется скорость вращения Солнца с глубиной. Кроме коротковолновых пятиминутных колебаний наблюдаются длинноволновые резонансные пятиминутные пульсации с масштабами порядка радиуса Солнца. Эти пульсации, так же как и более низкочастотные, имеют столь малые амплитуды (1—10 км) на поверхности Солнца, что наблюдаются на пределе чувствительности совр. аппаратуры. Особый интерес вызывают 160-минутные пульсации Солнца, открытые А. Б. Северным с сотрудниками. Общепринятой теории, объясняющей это явление, пока не существует. В солнечных вятках, где имеются сильные магн. поля, наблюдаются магн.-гидродинамич. колебания и волны. Это — трёхминутные колебания в хромосфере и фотосфере над тенью пятна и бегущие волны с периодами порядка четырёх минут в полутени. Возникновение этих колебаний связано с наличием резонансных слоёв для разл. типов волн. Волны, захваченные в разл. резонансных слоях, взаимодействуют друг с другом вследствие стратификации атмосферы. Существует волновая теория резонансных слоёв в проводящей атмосфере с вертикальным магн. полем, что даёт возможность, напр., построить детальную модель колебаний хромосферы над пятнами.

Развивается новое направление исследований Солнца — гелиосейсмология (см. Солнечная сейсмология), к-рая занимается определением структуры атмосферы на основе наблюдательных данных о её колебаниях. На основе наблюдений пульсаций предпринимается попытка проверки моделей внутри строения Солнца. Успешно развивается сейсмология солнечных вятен.

Лит.: Гибсон Э., Спокойное Солнце, пер. с англ., М., 1977; Котон Д. П., Теория звёздных пульсаций, пер. с англ., М., 1982; Джукс Ю. Д., Диклизов Н. С., Линейная трансформация магнитогравитационных волн в наклонном магнитном поле, Физика плазмы, 1983, т. 9, с. 1006; Zhang Y. D., Lo S. Y. S., Stalder J., Seismology of sunspot atmospheres, Solar Wind, 1983, т. 82, p. 369. Ю. Д. Жукоса.

**КОЛЕБАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ** — согласованные смещения атомов или молекул, образующих кристалл, относительно их положений равновесия (см. также Динамика кристаллической решетки). Если смещения малы и сирравлены т. н. гармонич. приближение, то независимыми собственными К. к. р. являются нормальные колебания (моды), каждое из к-рых вовлекает в движение все атомы кристалла. Нормальное колебание имеет вид плоской волны, характеризующейся волновым вектором  $k$ , к-рый определяет направление распространения фронта волны и её длину  $\lambda$ , вектором поляризации  $e(k)$ , указывающим направление смещения атомов в волне. В процессе нормального колебания все атомы кристалла колеблются около положений равновесия но гармонич. закону с одинаковой частотой  $\omega=\omega_2(k)$  ( $s=1, 2, 3, \dots 3v$ ), где  $s$  — номер ветви закона дисперсии,  $v$  — число атомов в элементарной ячейке кристалла. Т. о., одному и тому же  $k$  отвечает  $3v$  мод, отличающихся



векторами поляризации  $e$  и частотами. Вектор  $e$  и индекс  $s$  однозначно определяют нормальное колебание, т. е.  $\omega_s(k)$  и  $e_s(k)$ . Если  $e \perp k$ , то мода паза, продольной ( $L$ ), если  $e \parallel k$  — поперечной ( $T$ ).

В любом кристалле существуют 3 ветви колебаний, к-рые при  $\lambda \gg a$  ( $a$  — межатомное расстояние) превращаются в обычные звуковые волны в твердом теле с линейным законом дисперсии  $\omega = c_s k$  ( $s=1, 2, 3$ ), когда все атомы в элементарной ячейке кристалла колеблются в одной фазе (акустич. колебания). При более высоких частотах закон дисперсии акустич. колебаний перестает быть линейным. Акустич. колебания охватывают полосу частот от 0 до  $\omega_{\text{макс}} \sim \pi c/a \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . В дебаевской модели твердого тела принимается, что акустич. колебания обладают линейным законом дисперсии при всех частотах в интервале  $0 < \omega < \omega_D$ , где  $\omega_D$  — т. п. дебаевская частота, к-рая по порядку величин равна макс. частоте ( $10^{13} \text{ с}^{-1}$ ) и служит важнейшим параметром спектра К. к. р. (см. Дебая теория).

В сложной кристаллич. решетке ( $v > 1$ ) существует также ( $3v-3$ ) ветвей оптич. колебаний, отличающихся тем, что при  $\lambda \gg a$  ( $k=0$ ) центр масс элементарной ячейки покоится и движение кристалла сводится к отпосит. смещению атомов внутри элементарной ячейки. При  $k=0$  частоты оптич. колебаний  $\omega \neq 0$  (рис. 1). Как правило, полосы частот оптич. колебаний расположены выше частот акустич. колебаний, и тогда в спектре К. к. р. возникает запрещенная зона (яко возможны перекрытия акустич. и оптич. носов частот). Частным случаем оптич. колебаний являются внутр. моды колебаний сильно связанных атомов в молеку-

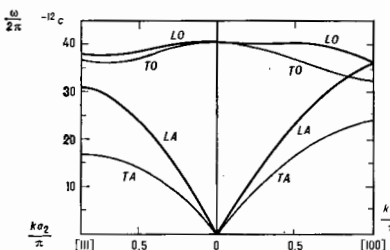


Рис. 1. Законы дисперсии акустических (А) и оптических (О) колебаний с продольной (L) и поперечной (Т) поляризации для алюминия в кристаллографических направлениях  $[111]$  и  $[100]$ ,  $a_1, a_2$  — периоды решетки.

лярных кристаллах, частоты к-рых значительно превышают частоты акустич. колебаний.

Существуют кристаллы, у к-рых нек-рые оптич. частоты сильно зависят от внеш. условий (темпер., давления, магн. поля и др.) и при определ. значениях этих параметров могут обращаться в 0. В результате возникает статич. деформация, т. е. шероховатая элементарной ячейки, проявляющаяся в структурном фазовом переходе. Оптич. колебания *ионных кристаллов* сильно взаимодействуют с эл.-магн. полем, что приводит к появлению связанных колебаний поляризации кристаллич. решетки и эл.-магн. поля (см. *Поляритон*). Это возмущает возбудить оптич. колебания ионных кристаллов переменным эл.-магн. полем, напр. световой волной ИК-диапазона (отсюда назв. оптич. колебаний).

Т. к. в гармонич. приближении нормальные колебания независимы, то в кристалле одновременно может быть возбуждено много мод с разными интенсивностями (амплитудами). Полное число независимых К. к. р. равно числу механич. степеней свободы всех

атомов в кристалле, а их распределение между разл. частотами даёт ф-ция распределения частот  $g(\omega)$ . По определению  $g(\omega)d\omega$  — число колебаний с частотами, лежащими в интервале от  $\omega$  до  $(\omega+d\omega)$ , а  $\int g(\omega)d\omega = 3N$ , где  $N$  — число атомов в кристалле. Вид ф-ции  $g(\omega)$  зависит от размерности кристалла. В трёхмерной кристаллич. решетке при пиках частот ( $\omega < \omega_D$ ) для каждой ветви акустич. колебаний  $g(\omega) \sim N\omega^2/\omega_D^3$ .

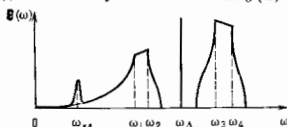


Рис. 2. Схематический вид функции распределения частот акустических и оптических ветвей;  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$  — частоты особенностей Ван Хова,  $\omega_5$  и  $\omega_{\text{макс}}$  — частоты локального и квазилокального колебаний.

С ростом  $\omega$  поведение ф-ции  $g(\omega)$  изменяется: она обращается в 0 на краях разрешённых полос, остаётся равной 0 в запрещённых зонах, а внутри носов обладает *Ван Хова особенностями* (рис. 2). Полная плотность К. к. р. получается суммированием ф-ций  $g(\omega)$  для отд. ветвей.

В двумерном кристалле для акустич. ветви (при  $\omega \ll \omega_D$ )  $g(\omega) \sim N\omega/\omega_D^2$ , а при  $\omega = \omega_D$  и на краях полос оптич. частот  $g = \text{const}$ . В одномерной кристаллич. цепочке для акустич. ветви при  $\omega \ll \omega_D$   $g(\omega) \sim N/\omega_D$ , а вблизи  $\omega_{\text{макс}}$   $g(\omega) \rightarrow \infty$  при  $\omega \rightarrow \omega_{\text{макс}}$ ;  $g(\omega) \sim N(\omega_{\text{макс}} - \omega)^{-1/2}$ .

На характер К. к. р. существенное влияние оказывают дефекты в кристаллах. Точечный дефект приводит к локальному искажению решётки и может вызвать локальные колебания, частоты к-рых попадают в запрещённые зоны бездефектного кристалла. Нормальные колебания кристалла с точечным дефектом не являются плоскими волнами: они имеют вид либо сходящихся к дефекту или расходящихся от него колебаний типа сферич. волн с центром в точке расположения дефекта (слонной спектр частот), либо полностью локализованных у дефекта колебаний (локальные частоты). Тяжёлая примесь в кристалле порождает квазилокальное колебание, частота к-рого совпадает в низкочастотную часть акустич. полосы частот.

Появление локальных и квазилокальных колебаний трансформирует  $g(\omega)$ : кроме главного изменения в осн. области слонного спектра, возникают узкие пики плотности колебаний в запрещённых зонах вблизи локальных частот  $\omega_L$  и менее выраженные пики, отвечающие квазилокальным частотам  $\omega_{\text{кд}}$  (рис. 2). Специфич. локализованные колебания могут возникать при наличии иррегулярных дефектов. Вдоль дислокации может распространяться колебание типа изгибной волны натянутой струны. Вдоль плоского дефекта унаковки может распространяться поверхностная волна типа волны Рэлея.

Каждой волне нормального колебания с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $k$  соответствует совокупность квазичастиц — фононов с энергией  $\mathcal{E} = \hbar\omega$  и квазиимпульсом  $p = \hbar k$ , число к-рых определяется интенсивностью волны. При достаточном накале темп-ра, когда кристалл механически слабо возбуждён, его термодинамич. свойства эквивалентны свойствам газов всех элементарных возбуждений; в частности, решётчатая часть энергии кристалла совпадает с энергией газа фононов.

Квантовая природа К. к. р. проявляется в наличии т. н. и у л е в ы х к о л е б а н и й атомов при  $T=0 \text{ К}$ . Амплитуда нулевых колебаний обычно значительно

меньше межатомного расстояния, но в кристаллах, состоящих из лёгких атомов, она может быть немалой (см. *Квантовый кристалл*). В кристалле Не нулевые колебания столь интенсивны, что кристалл существует при  $T=0$  К лишь под давлением больше 25 атм. При меньших давлениях он «сдавливается», превращаясь в *квантовую жидкость*. Др. кристаллы являются при повышении темп-ры. Плавление наступает тогда, когда ср. амплитуда колебаний атомов превышает нек-рое критич. значение.

С увеличением амплитуды колебаний становится существенной нелинейность межатомных взаимодействий — возникает ангармонизм, к-рый проявляется в кинетич. процессах (теплопроводность, поглощение ультразвука) в кристалле.

К. к. р. влияют на электропроводность металлов и полупроводников, на оптич. свойства диэлектриков. Эксперим. методы изучения К. к. р. разнообразны. С помощью *нейтрального рассеяния нейтронов* можно найти закон дисперсии и поляризации колебаний, *Мессбауэровская спектроскопия* позволяет измерить среднеквадратичные смещения атомов при К. к. р. Локальные и мажоритарные колебания изучаются при их возбуждении ИК-излучением.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Лейбфрид Г. Г. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов, пер. с нем., М.—Л., 1963; Косевич А. М., Физическая механика реальных кристаллов, К., 1981. А. М. Босвич.

**КОЛЕБАНИЯ МОЛЕКУЛ** — один из осн. видов внутримолекулярного движения, при к-ром происходит периодич. изменение относит. расположения ядер атомов, составляющих молекулу. Роль потенц. энергии для ядерного движения играет адиабатич. электронная энергия как ф-ция ядерных координат:  $U(r_1, \dots, r_N)$ . В общем случае внешн. энергии молекул адиабатич. электронная энергия зависит от  $3N-6$  относит. координат ядер ( $N$  — число атомов в молекуле). Образование устойчивой молекулы возможно лишь при условии, что при нек-рых конечных значениях координат ядер  $r_i, i=1, \dots, N$ , ф-ция  $U$  имеет мин. значение. Координаты  $r_i$  соответствуют равновесному расположению ядер, т. е. характеризуют равновесную конфигурацию молекулы.

При малых отклонениях от положений равновесия ядра будут совершать малые колебания. В случае  $N$ -атомной недеформир. молекулы, ядра к-рой в равновесной конфигурации не лежат на одной прямой, колеб. движение характеризуется  $n=3N-6$  степенями свободы. В случае линейных молекул колеб. движение имеет  $n=3N-5$  степеней свободы. Гамильтоновы системы, совершающей малые колебания около положений равновесия, в гармонич. приближении может быть записан в виде

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (\hat{p}_k + \omega_k^2 Q_k^2), \quad (1)$$

где  $Q_k$  — нормальные координаты, или моды, колебаний, число к-рых равно числу колебат. степеней свободы молекулы,  $\omega_k$  — частоты соответствующих им независимых колебаний,  $\hat{P}_k = i\hbar \partial / \partial Q_k$  — операторы импульсов, соответствующих нормальным колебаниям  $Q_k$ . Поскольку гамильтониан (1) распадается на сумму независимых слагаемых, то колеб. уровни энергии представляются суммами:

$$\varepsilon_{[0]} = \sum_{k=1}^n \hbar \omega_k \left( v_k + \frac{1}{2} \right). \quad (2)$$

Волновые ф-ции можно представить в виде произведений соответствующих ф-ций гармонич. осцилляторов:

$$\psi = \text{const} \cdot \prod_k \exp \left( -\frac{1}{2} \frac{\omega_k}{\hbar} Q_k^2 \right) H_{v_k} \left( \sqrt{\frac{\omega_k}{\hbar}} Q_k \right), \quad (3)$$

где  $v_k$  — колебат. квантовое число,  $H_{v_k}$  — полином Эрмита степени  $v_k$  (см. *Ортогональные полиномы*). Энергия самого низкого уровня энергии, для к-рого все  $v_k=0$ , равна  $\sum_k \frac{1}{2} \hbar \omega_k$  и наз. энергией нулевых колебаний. Уровни энергии, для к-рых все  $v_k$  равны нулю за исключением одного, равного 1, наз. фундаментальными. Уровни энергии с одним  $v_k > 1$  наз. обертонами.

Составные, или комбинационные, уровни энергии характеризуются некск. отличными от нуля квантовыми числами  $v_k$ . Схема колебат. уровней энергии приведена на рис. 1.

Если некск. нормальным колебаниям соответствует одна и та же частота  $\omega_k$ , то её наз. кратной частотой. При наличии кратных частот в выражении для уровней энергии (2) появляются члены вида  $g_k/2 + \sum_j v_{kj} \omega_k$ , где  $g_k$  — число нормальных колебаний, имеющих частоту  $\omega_k$ , т. е. кратность частоты. В этом случае положение колебат. уровней энергии молекулы определяется квантовым числом  $v_k = \sum_j v_{kj}$  и может иметь

одно и то же значение для разл. наборов  $v_{kj}$ , т. е. уровень энергии вырождается. При этом кратность вырождения равна

$$\prod_{k=1}^n \frac{(v_k + g_k - 1)!}{v_k! (g_k - 1)!}.$$

Т. о., основной уровень энергии невырожден, кратность вырождения фундаментального уровня равна кратности частоты.

Появление кратных частот в К. м. связано с симметрией их равновесной конфигурации. Гамильтоновы молекулы (1) должен быть инвариантным относительно

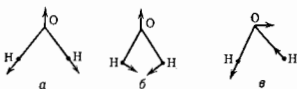


Рис. 2. Нормальные колебания молекулы воды: а — симметричное валентное колебание; б — деформационное колебание; в — антисимметричное валентное колебание.

преобразований симметрии. Это значит, что нормальные координаты, соответствующие одной и той же кратной частоте, осуществляют неприводимое представление группы симметрии молекулы; размерность этого представления равна кратности частоты. Для молекул с высокой симметрией возможны только невырожденные колебания, для молекул более высокой симметрии наряду с невырожденными возможны и дважды и трижды вырожденные колебания.

К. м. можно разделить на валентные, при к-рых изменяются в основном длины связей, и деформационные, при к-рых изменяются углы связей. Напр., молекула  $H_2O$  (группа симметрии  $C_{2v}$ ) имеет два валентных колебания и одно деформационное (рис. 2). Молекула  $CO_2$  (группа симметрии  $D_{\infty h}$ ) имеет два невырожденных валентных колебания и одно дважды вырожденное деформационное колебание (рис. 3).

При учёте членов 3-го и 4-го порядков в разложении потенц. энергии по степеням нормальных координат появляются агармонич. поправки к уровням энергии гармонич. приближения. В случае двух-

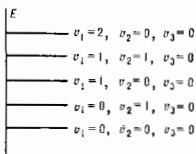


Рис. 1. Общая схема расположения колебательных уровней энергии многоатомной молекулы.

атомной молекулы уровни колебат. энергии с учётом ангармонизма даются ф-лой

$$\varepsilon_e = \hbar \omega_e \left( v + \frac{1}{2} \right) - \hbar \omega_e x \left( v + \frac{1}{2} \right), \quad (3)$$

где индекс  $e$  означает гармонич. приближение, а постоянная ангармоничности  $x$ , как правило, не превышает 0,01—0,02. Наиб. значение она имеет для молекулы водорода (0,0285) и нек-рых гидридов.

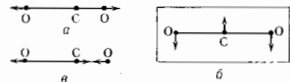


Рис. 3. Нормальные колебания молекулы  $\text{CO}_2$ : а — симметричное валентное колебание; б — дважды вырожденное деформационное колебание; в — антисимметричное валентное колебание.

Для многоатомных молекул уровни колебат. энергии с учётом ангармонизма в общем случае даются ф-лой

$$\varepsilon_{[v]} = \sum_i \hbar \omega_{0i} \left( v_i + \frac{1}{2} \right) + \sum_{i,k} d_{ik} \left( v_i + \frac{1}{2} \right) \left( v_k + \frac{1}{2} \right), \quad (4)$$

где индексом 0 выделены частоты гармонич. приближения. Ангармонич. поправка (второй член) содержит слагаемые вида  $d_{ij} (v_i + \frac{1}{2})^2$ , характеризующие внутримодовый ангармонизм, и слагаемые вида  $d_{ik} (v_i + \frac{1}{2}) (v_k + \frac{1}{2})$  с  $i \neq k$ , характеризующие межмодовый ангармонизм ( $d_{ik}$  — постоянные ангармоничности). Вследствие межмодового ангармонизма нормальные колебания молекулы перестают быть взаимно независимыми. Это особенно сильно проявляется при наличии т. н. резонансов Ферми. Если двум колебат. состояниям в гармонич. приближении соответствуют одинаковые или почти одинаковые энергии, а ангармонич. ядра в разложении потенц. энергии имеют ненулевые матричные элементы между этими состояниями, то возникает сильное взаимодействие между этими уровнями (резонанс). Резонанс Ферми приводит к значит. изменениям соответствующих уровней энергии и форм колебаний по сравнению с гармонич. приближением, а следовательно, и частот и интенсивностей в спектрах колебат. переходов (см. *Молекулярные спектры*). В сложных многоатомных молекулах резонансы Ферми весьма вероятны даже при невысоком уровне возбуждения и потому необходимо считаться с ним при интерпретации колебательных спектров.

Для опред. связей и валентных углов в молекулах и для разл. их сочетаний характерны определённые частоты колебаний — т. н. *характеристические частоты*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; Колебания молекул, 2 изд., М., 1972; Герцберг Г. Г., Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1949.

**КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ЧАСТИЦ** — скорость, с к-рой движутся частицы среды, колеблющиеся при прохождении звуковой волны около положения равновесия, по отношению к среде в целом. К. с. ч. в следует отличать как от скорости движения самой среды, так и от скорости распространения звуковой волны, или *скорости звука*.

В плоской бегущей звуковой волне  $v = p/\rho c$ , где  $p$  — звуковое давление,  $\rho$  — плотность среды. Величина  $v \ll c$ . Напр., вблизи двигателя реактивного самолёта  $v \approx 2,5$  м/с, тогда как в воздухе  $c = 342$  м/с, т. е. даже для таких сильных звуков  $v/c < 0,01$ . В зависимости от вида волны направление  $v$  может совпадать с направлением  $c$ , как, напр., для продольной волны, или не совпадать, как для поперечной, когда эти направления перпендикулярны. Если гармонич. волна имеет частоту  $f$ , то амплитуда К. с. ч.  $v_0$  определяется ф-лой  $v_0 = 2\pi f \xi_0$ , где  $\xi_0$  — амплитуда колебат. смещения частиц.

Предельная величина К. с. ч. широка: в воздухе на пороге слышимости при  $p = 2 \cdot 10^{-6}$  Па  $v \approx 5 \cdot 10^{-8}$  м/с, при  $p = 10^4$  Па  $v \approx 25$  м/с; в воде при  $p = 10^6$  Па (1 атм)  $v \approx 7 \cdot 10^{-2}$  м/с; в твёрдых телах из-за больших значений  $\rho$  К. с. ч. меньше, чем в воде: в продольной волне в стали при амплитуде механ. напряжения  $\sigma = 1$  кгс/см<sup>2</sup>  $v \approx 3 \cdot 10^{-3}$  м/с, а на предельном циклич. прочности при  $\sigma = 4000$  кгс/см<sup>2</sup>  $v \approx 10$  м/с.

Определяется К. с. ч. в большинстве случаев по колебат. смещению частиц и звуковому давлению. К. с. ч. прямым методом измерения относится метод *Рэлея диска*, В. А. Кривошлыко.

**КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ВЗАМОДЕЙСТВИЕ** молекул. Вращат. и колебат. движения в молекуле не являются независимыми. При колебаниях молекулы изменяются её моменты инерции. Поэтому вращат. уровни энергии колеблющейся молекулы отличаются от соответствующих уровней «жёсткой» молекулы — молекулы с неподвижными атомными ядрами. Если считать, что вращат. постоянные  $A, B, C$  и центробежная постоянная  $D$  зависят от колебат. состояния, то, напр., для вращат. постоянной  $B$  получим:

$$B_{[v]} = B_e - \sum_i \alpha_i \left( v_i + \frac{g_i}{2} \right) - \dots, \quad (1)$$

где  $B_e$  — вращат. постоянная в равновесной конфигурации,  $\alpha_i$  — малые по сравнению с  $B_e$  величины,  $g_i$  — кратность вырождения нормального колебания  $Q_i$ ; суммирование проводится по всем  $i$  нормальным колебаниям. Аналогично получаются выражения для др. вращат. постоянных, к-рые позволяют вычислить вращат. уровни энергии двухатомных и многоатомных молекул в невырожденном колебат. состоянии с очень высокой точностью. В вырожденном колебат. состоянии К.-в. в приводит к более сильным эффектам, чем приведенное изменение вращат. постоянных (1). Это связано с наличием колебат. момента импульса в вырожденном колебат. состоянии.

В случае линейной многоатомной молекулы колебат. момент может принимать значения  $\sum_i \alpha_i l_{\alpha}$ , где  $l_{\alpha} = -v_{\alpha}, v_{\alpha} - 2, v_{\alpha} - 4, \dots, -v_{\alpha}$ , а суммирование проводится по всем вырожденным колебаниям. В сумме с электорным моментом он даёт полный момент молекулы  $l$  относительно её оси. Поскольку полный момент  $J$  не может быть меньше момента относительно оси, то  $J$  приобретает значения  $|l|, |l|+1, \dots$ . Состояния с  $J=0, 1, \dots, |l|-1$  не существует.

При возбуждении дважды вырожденных колебаний молекул типа симметричного волчка и трижды вырожденных колебаний молекул типа сферич. волчка наиб. сильным становится корриolisово К.-в. Оно приводит к появлению члена  $\pm 2A_{[v]} \sum_i \xi_{\alpha} l_{\alpha} K$  в выражении

для вращат. энергии симметричного волчка, где  $A$  — вращат. постоянная,  $\xi_{\alpha}$  — корриolisова постоянная  $\alpha$ -го колебания,  $l_{\alpha}$  — колебат. момент,  $K$  — проекция момента молекулы на ось волчка. Этот член снимает вырождение по знаку  $K$ . Для сферич. волчка в состоянии  $v_{\alpha} = 1$  трижды вырожденного нормального колебания корриolisово взаимодействие вызывает расщепление вращат. уровня на три подуровня с энергиями:

$$F^{(+)}(J) = B_{[v]} J(J+1) + 2B_{[v]} \xi_{\alpha} J(J+1),$$

$$F^{(0)}(J) = B_{[v]} J(J+1),$$

$$F^{(-)}(J) = B_{[v]} J(J+1) - 2B_{[v]} \xi_{\alpha} J.$$

Корриolisовы постоянные всегда  $\ll 1$  и имеют порядок  $10^{-1} - 10^{-2}$  С. м. также ст. *Молекула*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; Герцберг Г. Г., Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1949.

М. С. Курбоган.

**КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ СМЕЩЕНИЕ ЧАСТИЦ** — смещение  $\xi$  частиц среды по отношению к среде в целом, обусловленное рождением звуковой волны. К. с. ч. — одна из осн. величин, характеризующих звуковую волну. В гармонич. волне вида  $p_1 = p_0(r) \exp(-i\omega t)$

$$\xi = -\frac{v}{i\omega c} v = \frac{1}{\rho_0 \omega^2} \text{grad } p_0(r) \exp(-i\omega t);$$

в плоской бегущей гармонич. волне  $\xi = -p/i\omega c$  ( $v$  — колебат. скорость частиц,  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — частота звука,  $p$  — звуковое давление,  $\rho$  — плотность среды,  $c$  — скорость звука,  $r$  — пространственная координата). Направление К. с. ч. может совпадать или не совпадать с направлением распространения волны в зависимости от типа волны (см. *Упругие волны*). При всех достижимых интенсивностях звука  $\xi \ll \lambda$ , где  $\lambda$  — длина звуковой волны.

Пределы изменения амплитуды К. с. ч. широки: в воздухе при звуковом давлении  $2 \cdot 10^{-8}$  Па на частоте 1000 Гц (порог слышимости человеческого уха)  $\xi \approx 10^{-11}$  м, при  $p_0 = 300$  Па (порог болевого ощущения)  $\xi \approx 10^{-4}$  м.

Методы определения К. с. ч. в газах и жидкостях обычно основываются на измерении звукового давления. К. с. ч. твёрдых поверхностей измеряются с помощью разл. механ. и пьезоэлектрич. зондов, компенсируя ее возможное изменение, возникающее при их использовании. Для бесконтактного измерения К. с. ч. твёрдых тел применяется прямой оптич. метод: с помощью микроскопа определяется размытие освещённых точек на поверхности колеблющегося тела, при этом размеры размытой полосы равны удвоенной амплитуде. Используется также емкостный или индуктивный метод, когда колеблющаяся поверхность служит одной из обкладок конденсатора, включённого в колебат. контур радиогенератора, или входит в цепь магнитопровода катушки индуктивности контура; величина К. с. ч. вычисляется в этом случае по амплитуде модуляции частоты или напряжения этого генератора. Наиб. интересен. методами являются применение лазеров, а также емкостным методом.

В. А. Красильников.

**КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР** — возбуждённые ядерные состояния, в к-рых нуклоны совершают согласованное коллективное движение, приводящее к периодич. зависимости ядерных свойств от времени. При энергии возбуждения  $E$  ниже порога вылета нуклонов ( $E < 7$  МэВ) К. в. я. проявляются как серии дискретных уровней, сходные с вибрационными полосами в *молекулярных спектрах*. При более высоких энергиях К. в. я. наблюдаются в виде широких резонансных максимумов в сечениях разнообразных ядерных реакций (*узкие резонансы*). Для К. в. я. характерны большие вероятности эл-магн. переходов в низлежащие состояния, усиленные по сравнению с типичными значениями для переходов нуклона с одной орбиты на другую (одночастичные переходы). Это усиление свидетельствует о когерентном коллективном характере колебат. движения — при переходе синхронно меняются состояние мн. нуклонов.

**Колебания формы ядра.** Идея о существовании К. в. я. была сформулирована Н. Бором (N. Bohr) в 1936 в теории составного ядра по аналогии с макроскопич. телами, где взаимодействие между частицами создаёт упругие свойства и возможность распространения волн. Первым рассмотренным типом колебаний были колебания ядерной формы в *капельной модели ядра* [Н. Бор и Дж. Уилер (J. Wheeler), Я. Френкель, 1939]. Деформация ядра энергетически выгодна с точки зрения кулоновского отталкивания протонов, но увеличивает площадь поверхности. Ядерные силы, создающие поверхностное натяжение, возвращают форму ядра к равновесной, что приводит к колебаниям. Параметры формы являются здесь коллективными переменными, их изменение меняет энер-

гию всех нуклонов, движущихся в общем ядерном поле. Так возникает коллективная потенц. энергия, имеющая минимум при равновесной форме ядра. Около равновесия происходят малые колебания. При больших деформациях колебания неустойчивы и ядро делится (в самых тяжёлых ядрах уже сферич. форма неустойчива к спонтанному делению). Такое макроскопич. рассмотрение качественно правильно лишь в среднем, т. к. не учитывает квантовых оболочечных эффектов.

Феноменология теории колебаний формы ядра была создана О. Бором (A. Bohr) в 1952. Если в нормальном состоянии плотность ядерного вещества в точке с координатами  $r$  равна  $\rho(r)$ , то при К. в. я. возникает периодически зависящее от времени  $\delta$  отклонение  $\delta\rho(r, t)$  плотности от равновесной. Любое колебание можно представить комбинацией нормальных колебат. мод. Для нормальных мод сферич. ядра  $\delta\rho(r, t) = \delta\rho_r(r) Y_{LM}(\theta, \varphi) \cos \omega t$ , где  $\delta\rho_r$  описывает изменение плотности при колебаниях и зависимости от радиуса  $r$ , а *сферическая функция*  $Y_{LM}(\theta, \varphi)$  — в зависимости от направления ( $\theta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы), индексы  $L, M$  соответствуют разл. типам колебаний. Переходы к квантовому описанию, вводит для каждой моды колебат. кванты  $\hbar\omega$  — фононы. К. в. я. характеризуются числами  $\hbar\omega_{LM}$  фононов сорта  $(LM)$ , причём каждый фонон несёт угл. момент  $L$  (изменение орбитального момента ядра) и его проекцию  $M$  на ось колебания, энергию  $\hbar\omega_L$ , чётность  $\pi = (-1)^L$ .

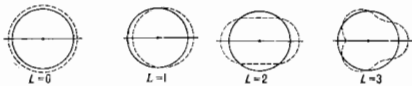


Рис. 1. Монопольная ( $L=0$ ), дипольная ( $L=1$ ), квадрупольная ( $L=2$ ) и октупольная ( $L=3$ ) моды колебаний сферического ядра с проекцией углового момента  $L$  на ось движения  $M=0$ . Давильная волна — «локация» (смещение без изменения формы).

Типы колебаний сферич. ядра с  $L=0, 1, 2, 3$  и  $M=0$  (продольное движение) показаны на рис. 1. Монопольная мода ( $L=0$ ) соответствует колебаниям плотности с сохранением сферич. симметрии. Дипольная мода ( $L=1$ ) отвечает смещению центра масс ядра и не реализуется как колебание формы. В квадрупольной моде ( $L=2$ ) форма колеблющегося ядра является сфероидальной, а в октупольной ( $L=3$ ) — грушевидной (назв. мод связаны с характером *гамма-излучения*, испускаемого при переходе из возбуждённого состояния, см. также *Мультипольное излучение*).

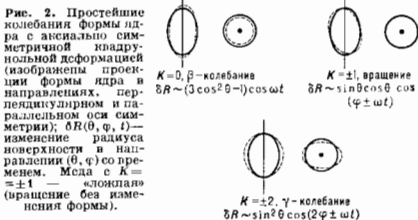


Рис. 2. Простейшие колебания формы ядра с аксиально симметричной квадрупольной деформацией (различия в проекции формы ядра в направлениях, параллельном и перпендикулярном оси симметрии);  $\delta R \sim (3 \cos^2 \theta - 1) \cos \omega t$  — изменение радиуса поверхности в направлении  $\theta$ ,  $\varphi$  — вращение. Мода с  $K = \pm 1$  — «локация» (вращение без изменения формы).

В деформированных ядрах равновесная форма обладает аксиальной симметрией. Поэтому фононы имеют определ. значение проекции  $K$  угл. момента на ось симметрии. Энергия фононов зависит от  $|K|$ , так что продольные и поперечные по отношению к оси симметрии моды имеют разные частоты (рис. 2).

Из-за несжимаемости ядерного вещества изменения плотности при колебаниях формы сосредоточены в основном на поверхности ядра. Равновесную плотность  $\rho(r)$  экспериментально можно определить по сечению упругого рассеяния электронов или протонов ядром. Сечение неупругого рассеяния с потерей частицей энергии, равной энергии фонона  $\Delta E = \hbar \omega_L$ , даёт вероятность возбуждения в ядре данной моды. Измерение угл. распределения неупруго рассеянной частицы позволяет определить амплитуду  $\delta \rho_L(r)$  (рис. 3).

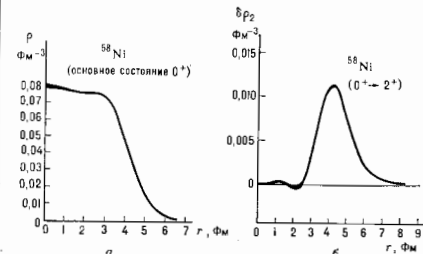


Рис. 3. а — Распределение зарядовой плотности  $\rho(r)$  ядра  $^{58}\text{Ni}$  в основном состоянии ( $I^\pi = 0^+$ ); б — амплитуда колебаний плотности  $\delta \rho_L(r)$  для перехода  $0^+ \rightarrow 2^+$ , измеренная по упругому и неупругому рассеянию электронов ядром  $^{58}\text{Ni}$  (тонкая линия соответствует экспериментальным измерениям); колебания плотности  $\delta \rho$  имеют поверхностный характер.

Другие типы К. в. я. В колебаниях формы меняется воловая локальная плотность ядерного вещества. В более общем случае вводят колебания протонной  $\delta \rho_p$  и нейтронной  $\delta \rho_n$  компонент. Тогда можно говорить об изоспине T фонона (изменение изоспина ядра). Синфазные колебания, в к-рых  $\delta \rho_p = \delta \rho_n$ , наз. и з о с к а л я р н ы м и ( $\Delta T = 0$ ), а противофазные ( $\delta \rho_p = -\delta \rho_n$ ) — и з о в е к т о р н ы м и ( $\Delta T = 1$ ). Возбуждение изовекторных мод связано с прогибанием в энергии симметрии ядра (см. Капельная модель ядра, Вайцзеккера формула), и частоты изовекторных колебаний лежат выше, чем изоскалярных. Аналогично можно рассматривать колебания спиновых плотностей, характеризуюа фонон, наряду с орбитальным моментом L, спином S. Точными интегралами движения являются полный момент  $I = L + S$  и четность  $\pi(I^\pi)$ .

Спектры К. в. я. Т. к. монопольные моды связаны со сжатием ядерного вещества, а дипольные изоскалярная мода не осуществляется, при малых энергиях

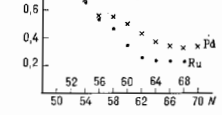


Рис. 4. Изменение энергии  $E(2^+)$  однофононного квадратного уровня с числом нейтронов N для разных изотопов Ni (точка) и Pd (крестик); N=50 соответствует магическому ядру с заполненными нейтронными оболочками.

возбуждения доминируют изоскалярные моды квадратного ( $I^\pi = 2^+$ ) и октаупольного ( $I^\pi = 3^-$ ) типов. Почти во всех чётно-чётных сферах ядрах нервы возбуждений колебат. уровень имеет  $I^\pi = 2^+$ , что можно сопоставить с однофононным состоянием квадратной моды (для основных, бифононных состояний  $I^\pi = 0^+$ ). Энергия  $E(2^+)$  этого уровня регулярно меняется от ядра к ядру в соответствии с заполнением нуклонами ядерных оболочек (рис. 4). В магич. и околоматич. ядрах  $E(2^+)$  составляет писк. МэВ в

согласии с капельной моделью, но по мере заполнения оболочки  $E(2^+)$  падает до сотен кэВ. Одновременно с этим вероятности электрич. квадратного  $\gamma$ -излучения с переходом ядра в осн. состояние ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ) растут (в десятки раз превышая оценки одночастотных переходов).

Фононная модель предсказывает для каждой моды эквивалентный спектр л-фононных состояний с энергиями  $E_n = n\hbar\omega$ . В сферич. ядрах этот спектр состоит из мультиплетов уровней с одинаковыми энергиями и разл. нолными моментами л фононов. Эл.-магн. переходы между уровнями должны подчиняться определ. правилам отбора и соотношениям интенсивности. Так, для состояний с параллельно выстроенными моментами л фононов веро-



Рис. 5. Испытания фононная схема уровней для независимых квадратных колебаний  $E(2^+)$ ; стрелки указывают разрешённые квадратные переходы с изменением числа фононов  $\Delta n = 1$ , цифры на стрелках — относительные вероятности переходов в единицах вероятности перехода из однофононного состояния  $2^+$  в основное  $0^+$ . Переход из двухфононного состояния  $2^+$  в основное запрещён ( $\Delta n = 2$ ).

ятности переходов  $l \rightarrow l-1$  увеличиваются в л раз по сравнению с переходом  $l \rightarrow 0$  из однофононного состояния в основное (аналог лазерных эффектов усиления).

Типичным для квадратной моды является триплет уровней  $4^+, 2^+, 0^+$  с энергией  $E \approx 2\hbar\omega$  (рис. 5). Именно такие угл. моменты I возможны при квантовомехан. сложении моментов двух квадратных фононов. До  $I = 12-14$  прослеживаются состояния с большим числом фононов, в частности выстроенные состояния с максимальным для л квадратных фононов угл. моментом  $I = 2l$ . Такое сложение параллельно ориентированных моментов поверхностных колебаний создаёт картину, подобную вращению капли (см. также Высокоспиновые состояния ядер).

Энергия октаупольного фонона  $\hbar\omega = E(3^-)$  особенно мала в ядрах тяжелее  $^{208}\text{Pb}$ . В этой области ядер усилены электрич. октаупольные  $\gamma$ -переходы.

В деформированных ядрах ниж. уровень  $2^+$  становится чисто вращательным и наблюдаются квадратные  $\beta$ - и  $\gamma$ -колебания (рис. 2) с энергией фононов ок. 1 МэВ и меньшей вероятностью  $\gamma$ -переходов, чем в сферич. ядрах. После того, как произошёл фазовый переход к статич. деформации, колебания вокруг новой равновесной формы являются более жёсткими.

Высокочастотные состояния в отличие от дискретных низкочастотных состояний, к-рые можно считать стационарными (их время жизни определяется лишь вероятностью  $\gamma$ -излучения и очень велико по ядерным масштабам), квазистационарны. Их ширины Г, связанные соотношением неопределённости с временем жизни фонона  $\tau \sim \hbar/\Gamma$ , обусловлены передачей энергии от К. в. н. некогерентно многочастичным возбуждением. Процесс обычно заканчивается вылетом нуклонов или  $\alpha$ -частиц.

Микроосцилционная теория К. в. я. основана на оболочечной модели ядра. Приближённая волновая функция фонона строится как когерентная суперпозиция возбуждений частица—дырка (ч.-д.) с соответствующими данной моде квантовыми числами. В отличие от молекулы или кристалла, в ядре нет жёсткого равнове-

ного каркаса. Возбуждение ч.—д. приводит через взаимодействие с др. нуклонами к изменению ср. ядерного поля, в-рое самосогласованно создаёт восстанавливающую силу для колебаний. Перераспределение вещества в процессе колебаний определяет инерционность каждой моды (аффективную массу фонона).

В силу оболочечной структуры возбуждения ч.—д. с опред. квантовыми числами сосредоточены в узкой области энергий. Взаимодействие возбуждений ведёт к отделению коллективных мод, концентрирующихся значит. часть всей интенсивности переходов ч.—д. и сдвинутых по энергии от суммы оболочечных энергий частицы и дырки.

Низкочастотные колебат. моды формируются нуклонами, взаимодействующими внутри внешних, не полностью заполненных оболочек и нолризирующими остов (валентные нуклоны). При наличии в ядре парных коррелий нуклонов сверхпроводящего типа (С. Т. Беляев, 1959) вместо возбуждения ч.—д. правильнее говорить о двухквантовых возбуждениях (разрыв куэровской пары, см. *Сверхтекучая модель ядра*). В результате коллективизации энергии квадрупольных фононов в пск. раз меньше энергий разрыва пары. При этом возникают новые моды — когерентные колебания конденсата нуклоных пар (парные вибрации; О. Бор, 1964).

Для коллективных мод, формируемых большим числом  $N$  простых (одночастичных) возбуждений ( $N \sim A^{1/2}$ ,  $A$  — полное число нуклонов ядра), вклад каждого простого возбуждения мал. Однако из-за когерентного сложения  $N$  вкладов амплитуда коллективного мультифонового перехода (напр., квадрупольного для  $2^+$  — фононов) из основного в однофононное состояние усилена в  $\sqrt{N}$  раз по сравнению с одночастичным переходом, что даёт фактор усиления  $N$  для вероятностей переходов.

Т. к.  $N \gg 1$ , искажение каждого простого возбуждения из-за выделения коллективного движения мало. Поэтому повторным построением когерентных суперпозиций можно получить многофононные состояния. В этом приближении фононы независимы. Однако учёт влияния колебаний на движение нуклонов приводит к ангармонизм, взаимодействию фононов между собой, с *вращательными движениями ядер* и с *одночастичными возбуждениями*. Существенно модифицируются спектры нечётных ядер; вследствие взаимодействия неспаренной частицы с колебаниями её уровня расщепляются в мультиплеты «частица + фонон».

К. в. я. играют важную роль в таких коллективных процессах, как деление или слияние ядер, где диссипация энергии осн. движения идёт через возбуждение колебат. мод вроможуточной двухцентровой системы. Для *деления ядер* важно наличие околунульных мод вблизи седловой точки, влияющих на угл. распределение и массовую асимметрию осколков. Тонкие детали процесса деления определяются квазиавтономными колебат. уровнями во втором потенц. минимуме, существующем на стадии сильного растяжения ядра. Есть указания на колебат. движение в возбуждённых (нагретых) ядрах и в быстро вращающихся ядрах.

Лит.: А Йзенберг И., Грайнер В., Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления, пер. с англ., М., 1973; Бор О., Моттедальсо Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Цин и Нью Ю. М. и др., Квантовые эффекты в низкоэнергетическом фотоделеении тяжелых ядер, «УФН», 1984, т. 144, с. 3. В. Г. Зеленицкий.

**КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ** — см. в ст. *Молекулярные спектры*.

**КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР** — электрич. цепь, содержащая индуктивность  $L$ , ёмкость  $C$  и сопротивление  $R$ , в к-рой могут возбуждаться электрич. колебания (рис. 1).

К. к. — электрич. осциллятор, один из осн. элементов радиотехн. систем. Различают линейные и нелиней-

ные К. к. В линейном К. к. его параметры  $L$ ,  $C$  и  $R$  не зависят от интенсивности колебаний и период колебаний не зависит от амплитуды (изохронность колебаний). При отсутствии потерь ( $R=0$ ) в линейном К. к. происходит свободные *гармонические колебания* с частотой  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$  (Ф. Л. Томсона). Электрич. энергия колебаний сосредотачивается в ёмкости  $W_C = \frac{1}{2}C^2U^2$ , а магнитная — в катушке индуктивности  $W_L = \frac{1}{2}L^2I^2$ . Периодически с периодом  $\pi/\omega_0$  происходит

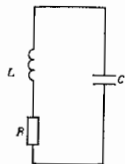


Рис. 1.

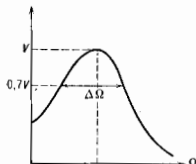


Рис. 2.

преобразованию электрич. энергии в магнитную, а затем обратно, так что полная энергия системы

$$W(t) = W_C(t) + W_L(t) = \text{const} = W_0(t),$$

где  $t_0$  — нач. момент зарядки конденсатора,  $q$  — заряд на конденсаторе.

В реальных К. к. из-за наличия потерь при  $0 < R < 2\rho$  (где  $\rho = \sqrt{LC\omega}$ ) устанавливаются затухающие колебания с частотой  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$  и амплитудой, пропорциональной  $e^{-\delta t}$ , где  $\delta = R/2L$  — затухание контура. Качество К. к. характеризуется его *добротностью*  $Q = \rho/R = \omega_0/2\delta$ . При  $R > 2\rho$  в К. к. колебания отсутствуют и происходит аперидич. процесс разряда конденсатора через катушку индуктивности.

При включении в линейный К. к. генератора с переменной эдс  $E = E_0 \cos \Omega t$  в нём устанавливаются *вынужденные колебания* с частотой  $\Omega$ . Напр., при последоват. включении эдс амплитуда колебаний напряжения  $V$  на конденсаторе, определяемая соотношением

$$V = \frac{\omega_0^2 E_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\delta^2 \Omega^2}},$$

зависит не только от амплитуды внеш. эдс, но и от её частоты  $\Omega$ . Зависимость амплитуды колебаний в К. к. от  $\Omega$  наз. резонансной характеристикой контура (рис. 2). При  $\Omega = \omega_0$   $V$  принимает макс. значение, в  $Q$  раз превышающее амплитуду внеш. силы  $E_0$ . Величину  $\Delta\Omega = \omega_0/Q$  наз. полосой пропускания  $K$  в К. к. На резонансной характеристике — это область частот вблизи  $\omega_0$ , соответствующая значению амплитуды  $V \approx 0,7QE_0$ . Резонансные свойства К. к. позволяют выделять из множества колебаний те, частоты которых близки к  $\omega_0$ . Именно это свойство (избирательность) К. к. используется на практике.

Линейный К. к. описывается дифференц. уравнем вида

$$\ddot{q} + 2\delta\dot{q} + \omega_0^2 q = E_0 \cos \Omega t,$$

т. е. является (при  $E_0=0$ ) системой с одной степенью свободы. Незатухающим колебаниям в К. к. без потерь ( $\delta=0$ ,  $E_0=0$ ) на фазовой плоскости ( $q, \dot{q}$ ) соответствуют замкнутые интегральные кривые лиспидного центра (рис. 3) — вложенные друг в друга эллипсы или, в частном случае, окружности.

В нелинейном К. к., когда заряд на конденсаторе  $q$  — нелинейная ф-ция напряжения или индуктивности катушки  $L$  — нелинейная ф-ция тока (напр., в случае конденсатора с сегнетоэлектриком и индуктивности

с ферромагн. сердечником), колебания будут гармоническими и незатухающим колебаниям на фазовой плоскости соответствуют замкнутые интегральные кривые, период обращения по к-рым зависит от энергии, запасённой в К. к.; при этом частота колебаний становится зависимой от амплитуды колебаний.

С помощью К. к. часто моделируют более сложные физ. системы, напр. резонаторы с одной эфф. стеной свободной.

Лит.: Андреев А. А., Витт А. А., Хаякин С. Э., Теория колебаний, [3 изд.], М., 1981; Основы теории колебаний, М., 1978; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. Н. Бельс.

**КОЛИЧЕСТВО ДВИЖЕНИЯ** (импульс) — мера механич. движения, равная для материальной точки произведению массы  $m$  этой точки на её скорость  $v$ . К. д. — вектор, направленный так же, как вектор скорости точки. Термин «К. д.» распространён в классич. механике, в то время как в *релятивистской механике* и *квантовой механике*, *квантовой теории поля* обычно применяется термин «импульс». См. также *Импульс*.

**КОЛИЧЕСТВО ОБЛУЧЕНИЯ** — то же, что *энергетическая эквивалентность*.

**КОЛИЧЕСТВО ОСВЕЩЕНИЯ** — то же, что *экспозиция*.

**КОЛЛИДЕР** (англ. collider, от collide — сталкиваться) — установка с направленными навстречу друг другу пучками заряж. частиц, предназначенная для изучения взаимодействия этих частиц при столкновении. Существуют и строятся К. для электронов и позитронов, протонов и протонов, протонов и антипротонов, протонов и электронов, разрабатываются проекты К. для др. пар частиц. Сталкивающиеся частицы обычно предварительнo ускоряются в циклич. или линейных ускорителях, накапливаются и доускоряются в накопительных кольцах (для увеличения как полного числа, так и концентрации частиц). Строятся также К., в к-рых частицы сталкиваются (однократно) сразу после выхода из линейного ускорителя, без предварит. накопления в кольцах. К. обладают тем преимуществом, что в энергию взаимодействующих частиц в системе их центра масс (а именно она определяет характер взаимодействия) в К. входит полная кинетич. энергия частиц (тогда как в ускорителях с неподвижной мишенью энергия в системе центра масс много меньше кинетич. энергии). Подробнее см. *Встречные пучки*.

Э. Л. Буртинич.

**КОЛЛЕКТИВНАЯ ЛИНЗА** (коллектив) — линза, расположенная вблизи одной из промежуточных плоскостей изображения, создаваемых сложной оптич. системой. К. л. практически не влияет на положение и размер изображения, но изменяет направление лучков лучей, образующих изображение. Поэтому К. л. применяется либо для уменьшения поперечных габаритов установленных за ней оптич. деталей, либо для сопряжения входных и выходных зрачков отд. частей системы. Наиб. часто К. л. используются в зрительных трубах с дилативными оборачивающими системами с целью уменьшения диаметров последних.

А. П. Грамматин.

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ** — взаимодействия между *коллективными переменными* в системе, состоящей из большого числа частиц.

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР** — многонуклонные возбуждения атомных ядер, в к-рых движение отд. нуклонов коррелировано. По энергии К. в. я. можно разделить на низкочастотные колебательные и вращат. возбуждения (до энергий  $\sim 2,5$ –3 МэВ) и высокочастотные возбуждения, наз. *гигант-*

*скими резонансами*, с энергией  $\sim 10$  МэВ (рис.). В образовании низкочастотных К. в. я. в основном принимают участие нуклоны частично заполненных оболочек, в образовании высокочастотных — нуклоны из заполненных оболочек. К. в. я. проявляются в структуре спектров возбуждённых состояний ядер, в их статич. свойствах (магн. и электрич. моменты) и в усилении эл.-магн. переходов. Исследование К. в. я. наряду с одностатичными возбуждениями позволяет получить информацию о свойствах ядра и о деталях его внутр. структуры (см. *Оболочечная модель ядра*).

Коллективные движение ядра существенно отличается от коллективного движения молекула. Атомы в молекулах образуют «жёсткую» структуру. Поэтому коллективные движение молекул сводится к изменению её ориентации в пространстве (т. е. к вращению) и к нормальным колебаниям атомов вблизи положения равновесия. Ядро можно рассматривать как систему почти независимых *квазичастиц* — нуклонов, движущихся в ср. поле. Разл. типы К. в. я. формируются под действием слабого взаимодействия между квазичастицами (т. н. остаточное взаимодействие), коррелирующего их движение. Сложная структура ядерных сил (*обменные взаимодействия*, спин-спиновые и др.) приводит к тому, что ядро является уникальной многофермионной системой с точки зрения многообразия коллективных видов движения (мод). Можно считать, что моды остаются (приближенно) независимыми при образовании спектра возбуждённых состояний ядра.

Мп. типы К. в. я. можно установить, используя классич. макроскопич. картину движения ядра как тела конечных размеров, состоящего из двух сортов частиц — протонов и нейтронов. Тривиальным явлением является поступат. движение ядра, более интересно — *вращательное движение ядер* (нефермических). Последнее связано с квадрупольной стенностью свобод ядра, к-рая ответственна за наиб. распространённый вид низкочастотных К. в. я. (см. также *Высокоспиновые состояния ядер*). Первый возбуждённый уровень почти всех известных ядер имеет вид. момент  $I=2$  и *чётность*  $\pi=+1$  ( $I^2=2^2$ ). В сферич. ядрах это колебат. возбуждение, представляющее собой почти гармонич. колебания квадрупольного типа относительно сферич. равновесной формы. В области *деформированных ядер* состояние  $2^+$  относится к первому вращат. возбуждению. Последующие уровни колебат. и вращат. возбуждений образуют т. н. коллективные подполосы. Состояния в полосе связаны между собой несвязанными (приближенно в 100 раз больше одностатичных) прямыми или каскадными эл.-магн.  $E2$ -переходами (см. *Мультипольное излучение*). Переходы между уровнями полосы и др. возбуждёнными состояниями ядра значительно слабее. Коллективные полосы квадрупольного типа обнаружены у всех ядер, не слишком близких к *магическим ядрам*. В большинстве случаев эти полосы нельзя разделить на чисто колебательные и чисто вращательные. Это прежде всего относится к переходом от сферических к деформированным ядрам, квадрупольные возбуждения к-рых образуют сложную промежуточную структуру колебательно-вращат. типа. В нечётных и нечётно-нечётных ядрах структура полос искажается взаимодействием нечётного нуклона с коллективным движением. Свойства квадрупольных К. в. я. существенно зависят от парных корреляций нуклонов сверхпроводящего типа.

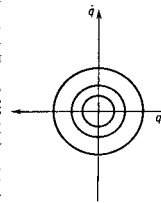


Рис. 3.



Окунульные К. в. я. наблюдаются у всех ядер, в т. ч. и магнитных. Они в основном представляются первым колебл. состоянием 3-го. О низкочастотных К. в. я. более высокой мультиплицированности данных мало. Некоторые типы гигантских резонансов также являются колебательными формами ядра разл. мультиплицированности, тогда как другие не имеют классич. аналога.

Теоретич. описание К. в. я. основано на двух разл. подходах — феноменологическом и микроскопическом. В феноменологич. моделях вводятся коллективные степени свободы ядра. Соответствующий коллективный гамилтониан содержит феноменологич. параметры (индивидуальные для каждого ядра), к-рые, как правило, подбираются из условия наилучшего согласия с экспериментом. В основе микроскопич. подхода лежит представление о ядре, как системе нуклонов, движущихся в ср. поле и взаимодействующих друг с другом (остаточное взаимодействие). Последнее, как правило, вводится феноменологически. Напр., короткодействующее спаривательное взаимодействие и длиннодействующее квадратное, отвечающее за квадратичные степени свободы ядра. Параметры остаточного взаимодействия подбираются сразу для большой группы ядер.

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977. И. М. Лавинский.

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ** — методы ускорения заряд. частиц, а также их удержания в процессе ускорения, в к-рых используются собственные эл.-магн. поля, возникающие в результате взаимодействия одной группы зарядов с другой либо в результате взаимодействия группы зарядов с эл.-магн. волной или плазмой (в отличие от обычных методов ускорения, в к-рых создаваемые внеш. поля, электрические или магнитные, имеют конфигурацию, обеспечивающую как ускорение, так и удержание в процессе ускорения заряд. частиц). В зависимости от характера взаимодействия различаются способы и модификация коллективного ускорения частиц.

**История развития К. м. у.** В 1956 В. И. Векслер, Я. Б. Файнберг и Г. И. Будкер предложили использовать собственные поля заряд. частиц для целей ускорения и удержания частиц — когерентные методы, пламенные волноводы и релятивистски стабилизированный пучок [1].

Когерентные методы рассматривали взаимодействие компактного плотного ступка частиц с эл.-магн. волной, пучком электронов или др. ступком частиц. При достаточной малости размеров ступка в процессе ускорения, обеспечивающей когерентное (синхронное) воздействие на всю ускоряемую группу частиц, сила, действующая на ступок, пропорциональна квадрату числа зарядов в ступке. Величина напряженности ускоряющих частиц полей в этом случае может во много раз превышать достижимые техникой и составляет  $10^8$ — $10^9$  В/см.

Плазменная волна в предназначен для формирования в плазме такой эл.-магн. волны, к-рая может обеспечить одновременно условия ускорения частиц и их поперечного удержания. Плазма как среда для волновода выбиралась из условия создания высокой напряженности ускоряющего поля.

Релятивистская стабилизация является основой на явления самофокусировки для кольцевого пучка релятивистских частиц. Условие самофокусировки впервые было сформулировано У. Беннетом в 1934 [2]. Кроме сил кулоновского расталкивания, в релятивистском пучке частиц существует магн. сила взаимодействия параллельно движущихся частиц с зарядом одного знака, существенно ослабляющая кулоновое расталкивание. Ослабление происходит в  $\gamma^2$  раз ( $\gamma$  — релятивистский фактор, равный отношению энергии частиц к их энергии покоя). За счёт добавления в пучок покоящихся частиц с противоположным знаком заряда силы кулоновского расталки-

вания могут быть не только скомпенсированы, но и поменять знак, т. е. расталкивание превратится в стягивание пучка. Это, очевидно, имеет место при  $N_2 > N_1 \gamma^2$ , где  $N_1$  и  $N_2$  — плотности соответственно движущихся частиц и покоящихся частиц «примеси». Если при этом  $N_2 < N_1$ , то добавленные покоящиеся частицы в свою очередь удерживаются суммарным кулоновским полем (магн. поле на покоящиеся частицы не действует). Т. о., при условии

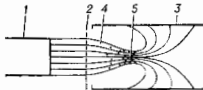
$$N_1 > N_2 > N_1 \gamma^2 \quad (1)$$

имеет место самофокусировка релятивистского пучка с примесью зарядов противоположного знака собственными электрич. и магн. полями. Если это условие обеспечить, напр., в бетатроне, то эффективность работы ускорителя возрастает во много раз, т. к. условие поперечного удержания пучка оказывается выполненным за счёт самофокусировки. Стягивание пучка за счёт сил самофокусировки прекращается только при сечении кольца  $\sim 10^{-4}$  см. Полученное таким способом состояние кольцевого пучка является стационарным.

Конкретная реализация этих общих предположений пошла на ряду направлений. Рассмотрим основные из них.

**Ускорение в поле пространственного заряда.** Этот способ ускорения был открыт экспериментально в 1968 С. Грейбаллом и Дж. Аглуном [3]. Ионы уско-

Рис. 1. Ускорение в поле пространственного заряда: 1 — катод; 2 — анод; 3 — труба дрейфа; 4 — электронный пучок; 5 — потенциальная яма с ионами.



ряются потенц. ямой пространств. заряда, создаваемой мощным электронным пучком. Электронный пучок, ускоряемый от анода к катоду, не будет распространяться в область за анодом, если его ток больше предельного; накопление пространств. заряда электронов за анодом, заиравшее пучок (виртуальный катод), создаёт потенц. яму для ионов (рис. 1). Глубина ямы достигает значений, больших 1 МВ. Ионы могут создаваться за счёт ионизации электронами атомов остаточного газа или вводиться специально сформированными струями газа. При образовании ионов происходит частичная нейтрализация электронного заряда, заиравшее действие накопленного электронного заряда ослабляется и электронный пучок распространяется дальше за анод. Вместе с перемещением ямы пространств. заряда происходит перемещение ионов, захваченных внутри ямы. Величина энергии ускоренных таким методом ионов может превышать энергию электронов пучка в десятки раз. Для протонов макс. полученная энергия составляет 60 МэВ, что существенно превышает глубину потенц. ямы, в к-рой ускоряются ионы. Чтобы ионы удерживались потенц. ямой электронов, движение ямы должно строго регламентироваться. Существует и изучается неск. схем, в к-рых движение ямы заранее программируется. Особенно интересным представляется ускоритель М. Фридмана [4]. В его схеме полый электронный пучок проходит через ирреверталь, где создается последовательность полей «электронных цилиндров». Затем пучок проходит в вращающ. магн. поле, образованном рядом коротких соленоидов. Когда цепочка электронных цилиндров проходит в таком «гофрированном» магн. поле, радиусы цилиндров в соответствии с полем поперечно уменьшаются и увеличиваются. При изменении радиуса заряд. цилиндров возникает перем. осевое электрич. поле, к-рое можно представить как сумму двух эл.-магн. волн: медленной прямой волны и обратной. Фазовую скорость прямой — ускоряющей — волны можно изменять за счёт изме-



вения периода магн. поля, его величины, тока пучка в периоде дробления пучка.

**Волновые ускорители.** Это направление является развитием предложения о плазменных волноводах. В электронном пучке, распространяющемся в вакууме и удерживаемом продольным магн. полем  $H_z$ , возбуждается и используется для ускорения ионов волна пространств. заряда с отрицат. энергией, т. е. волна, для к-рой характерно увеличение амплитуды ускоряющего ионы поля по мере затраты энергии на ускорение ионов (рис. 2). Проведены два демонстрац. эксперимента, показавшие возможность возбуждения и управления такой волной. В экспериментах исполь-

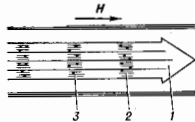


Рис. 2. Ускорение медленной волны в пучке: 1 — электронный пучок; 2 — медленная волна; 3 — ионы, захваченные волной.

зовались волны разной физ. природы: циклотронная [5] и лентгювская [6], обладающие отрицат. энергией. Для волновых ускорителей наиб. сложным является получение низких нач. фазовых скоростей волны, необходимых для инжекции ионов в потенци. яму волны. В опытах с циклотронными волнами для этого используют низкую циклотронную моду. Для её возбуждения применяют спиральную секцию, резонансно возбуждаемую на круговой частоте  $\omega_c$ . При этом фазовая скорость возбуждаемой в пучке волны равна

$$v_{\phi} = \frac{v_e}{1 - eV/\gamma mc^2}, \quad (2)$$

где  $v_e$  — скорость электронов,  $eV/\gamma mc^2$  — циклотронная частота ( $e$  и  $m$  — величина заряда и масса электрона,  $V$  — магн. индукция). Создавая сильное магн. поле (большие значения  $\Omega$ ) и выбирая сравнительно низкую частоту  $\omega_c$ , фазовую скорость вначале можно сделать достаточно малой для захвата ионов в режим ускорения. Последующее увеличение фазовой скорости осуществляется за счёт уменьшения магн. поля по длине ускорения. [Для аналогичного ускорителя с лентгювскими волнами параметром, меняющим фазовую скорость, является плазменная частота, к-рую можно регулировать изменением геом. фактора (напр., расстояния от пучка до стенки трубы дрейфа).] Ниже приведены рассчитанные в [5] параметры строящегося ускорителя такого типа.

Энергия электронного пучка . . . . .	— 3 МэВ
Ток электронного пучка в импульсе . . . . .	— 30 нА
Длительность импульса тока пучка . . . . .	— 200 пс
Частота циклотронной волны . . . . .	— 250 МГц
Магнитная индукция по длине . . . . .	— 2 кГс
Энергия ионов . . . . .	— 30 МэВ
Ток ионов в импульсе . . . . .	— 30 А
Длина ускорителя . . . . .	— 4 м

Точности поддержания параметров для обеспечения синхронизации во всё время ускорения очень высоки, и это определяет сложность реализации ускорителя.

**Ускорители с электронными кольцами** используют для ускорения и удержания ионов потенциальную яму специально сформированного кольца релятивистских электронов. Метод был предложен в ОИЯИ (Дубна) в 1967 [7].

В плотном электронном сгустке элетрич. поле на границе определяется плотностью числа электронов  $\rho$  и размерами сгустка  $a$ , т. е. пропорционально  $\rho/a$ . В центре сгустка поле равно нулю, и, т. о., сгусток образует потенци. яму. Помещённый в такой сгусток положит. ион с зарядом  $Ze$  и массой  $M$  будет испытывать действие силы поля сгустка, направленное к его центру, и совершать колебат. движения. Ион удерживается потенци. ямой электронного сгустка. Если под действием внеш. сил электронный сгусток начнет дви-

гаться с ускорением  $\omega$ , то силы инерции, действующие на ион,  $M\omega$ , будут направлены противоположно силам удержания. Если сгусток электронов и внеш. силы, определяющие ускорение, выбраны правильно:  $eZ\rho/a > M\omega$ , то ион движется вместе со сгустком, т. е. скорости сгустка и иона в среднем совпадают. При этом приобретённые энергии электронов и ионов будут соотноситься (при одинаковых скоростях) как массы частиц:  $M/m$ . Даже для самого лёгкого из ионов — протона это отношение равно 1840, для остальных ионов оно в  $A$  раз больше ( $A$  — атомный номер элемента). Такой большой выигрыш в энергии иона делает реализацию данного метода весьма перспективной. В ривредных рассуждениях предполагалось сохранение первонач. размеров сгустка электронов, что обеспечивает непрерывность процесса ускорения. Одним из отличий этого метода ускорения от других К. м. у. является то, что среди условий, наложенных на сгусток, есть условие сохранения его размеров (также за счёт собств. полей). Всем условиям, наложенным на сгусток, удовлетворяет образование в виде компактного кольца релятивистских электронов, движущихся в магн. поле, в сечении к-рого находится покоящиеся ионы. Число ионов выбрано так, что удовлетворяется условие самофокусировки:  $N_e/\gamma^2 < N_i < N_e$ , где  $N_i$  и  $N_e$  — соответственно число ионов и электронов в кольце. Если  $\gamma > 1$ , то имеются широкие возможности выполнения этого соотношения. Варьируя число ионов, можно обеспечить в ускорителе как условия набора энергии ионами, так и достаточно большое количество ионов в одном кольце. Для протонных ускорителей такого вида величина  $\gamma$  выбрана равной 30—40. При этом, естественно, как во всех К. м. у., необходимо иметь достаточно плотность электронов в кольце — именно это определяет большую эффективность ускорения. Напряжённость элетрич. поля на границе сечения кольцевого сгустка равна:

$$E = \frac{N_e e}{\pi R a},$$

где  $R$  — радиус кольца,  $a$  — радиус его сечения.

Принцип работы такого ускорителя и реальные его параметры рассмотрим на примере конкретной схемы ускорителя ОИЯИ [8]. Инжектором электронов служит индукц. линейный ускоритель, позволяющий получать сравнительно высокие импульсные токи электронов (неск. кА) с малым разбросом частиц по

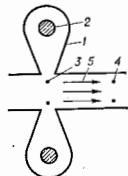


Рис. 3. Ускорение электронными кольцами: 1 — адгезатор; 2 — сечение кольца электронов до сжатия; 3 — сечение электронного кольца; 4 — ускоряющее электронное кольцо; 5 — ускоряющее поле.

энергиям, что существенно для получения плотных сгустков. Инжекция и захват электронов на замкнутую орбиту происходит в магн. поле т. н. *адгезатора* — адиабатич. генератора заряд. торOIDов. В адгезаторе формируется компактное кольцо электронов за счёт адиабатич. (медленного) по сравнению с периодом обращения (электронов) сжатия в растущем магн. поле. При этом  $R$  и  $a$  кольца (так же, как в бетатроне с переменным радиусом) изменяются обратно пропорционально  $\sqrt{V}$  (рис. 3). Энергия электронов, а следовательно, и фактор  $\gamma$  увеличиваются пропорционально  $\sqrt{V}$ . Для конкретного ускорителя после сжатия в адгезаторе:  $N_e = 10^{13}$ ,  $R = 3$  см,  $a = 0,15$  см,  $\gamma = 35$ , что обеспечивает поле на границе кольца  $10^6$  В/см. В атом состоянии источник нейтральных атомов (напр., водорода) формирует их поток сквозь электронное кольцо. Электроны ионизуют проходящий ионный сгусток газ, и образовавшиеся ионы автоматически попадают в

потен. лму электронов. Оптим. соотношение для числа протонов и электронов составляет 0,01, что соответствует  $10^{11}$  протонов. При этом все условия удержания выданы, и дальше такой сгусток ускорится во внеш. электрич. поле. Точнее, внеш. поле ускоряет электронную компоненту сгустка, ионная же компонента ускоряется и удерживается полем электронного сгустка. Эффективность ускорения определяется отношением  $M/m\gamma$ , поэтому рассмотренная схема применяется для ускорения тяжёлых ионов. Реализуется  $M/m\gamma \sim 50$ .

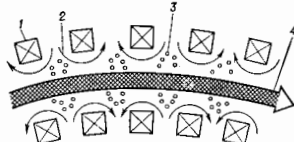
**Автоускорение** — одна из способов повышения энергии пекор-доли заряд. Частот пучка за счёт его взаимодействия с высокочастотной насыщенной структурой (напр., резонатор); впервые предложен А. А. Коломенским [9].

В связи с быстрым развитием электронных ускорителей большой мощности появилась возможность с высокой степенью эффективности трансформировать с помощью коллективных эффектов энергию электронного пучка в энергию пучка ионов. Такие устройства назов. ионными диодами.

Однако энергии мощных электронных пучков, подаваемых на диодных системах ускорения, составляют лишь 1—2 МэВ, подучение таким способом пучков более высоких энергий приводит к существу. Увеличение стоимости установок и сопряжено с решением сложнейших инженерных и физ. проблем. Чтобы обойти эти трудности, и применяется метод автоускорения. Процесс автоускорения заключается в передаче энергии большей части частиц пучка малой его части, за счёт чего существенно увеличивается энергия последней. Это достигается в результате взаимодействия мощного пучка с высокочастотной насыщенной структурой. При этом часть энергии пучка идёт на возбуждение ускоряющего поля в структуре, под действием к-рого ускоряется та часть частиц, к-рая попадает в благоприятную фазу поля. Опыты с обычной волноводной структурой показали возможность увеличения энергии части электронов в 2—3 раза. Опыты по более строгому фазированию системы одиночных резонаторов и спец. предварит. формирования пучка электронов позволили продолжит. процесс резонансного самоускорения и получать электронные пучки большой мощности с энергией  $10^6$  МэВ.

**Ускорители с коллективной фокусировкой.** Первое предложение ускорителя, использующего коллективные поля для фокусировки частиц, было сделано Г. И. Будкером. Радиальное электрич. поле интенсивного электронного пучка в кольцевом ускорителе предполагалось использовать для удержания ионов на круговой орбите. Такое двухкомпонентное кольцо получило назв. *будкерского кольца*. Добавление к предложению Будкера нескольких существ. деталей делает эту идею реализуемой [10]. Осн. идея изменений — создать гомогенизованное торoidalное магн. поле с помощью цепочки ионно замкнутых магн. зеркал. Если в такую систему инжектировать плотное облако

Рис. 4. Ускоритель с коллективной фокусировкой: 1 — катушка магнитного поля; 2 — магнитное поле; 3 — электроны, удерживаемые магнитным полем; 4 — ускоряемый пучок ионов.



электронов с поперечными скоростями, то образуются цепочки электронных линий, создающих потен. для ионов, ускоряемых индукц. полем (как в бетатроне) (рис. 4). При этом электроны не ускоряются вдоль тороида, следовательно, не нагружают ускоряющего генератора, а удерживаются системой магн.

зеркал. Ф-ции ускорения и удержания в такой системе строго разделены. Такой ускоритель может быть и линейным.

Лит.: 1) Fainberg I. B., The use of plasma waveguides as accelerating structures in linear accelerators, in: CERN Symposium of high energy accelerators and pion physics, Proceedings, v. 1, Gen., 1956, p. 84; 2) Gruber V. I., Coherent principle of acceleration of charged particles, там же, p. 80; 3) Budker G. N., Relativistic stabilized electron beam, там же, p. 68; 4) Bennett W. H., Magnetically self-focusing stream, «Phys. Rev.», 1934, v. 45, p. 890; 5) Gruber V. I., Uglum J. R., Observation of energetic ions from a beam-generated plasma, «J. Appl. Phys.», 1970, v. 41, p. 236; 6) Friedman M., The CPA (collective particle accelerator), IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, v. NS-26, № 3, p. 4186; 7) Sloan M. L., Driehaus W. E., Autoresonant accelerator concept, «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1234; 8) Sprangle P., Drobnat A. T., Manheimer W. M., Collective ion acceleration in a converging wave guide, «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 1180; 9) Kolomenskii A. A., Collective linear acceleration of ions, Proc. of the 6-th International conf. on high energy accelerators, USA CEAL-2000, 1967, p. 289; 10) Справдеев В. П., Перельман В. А., Коллективные ускорения ионов электронными пучками, М., 1979; 11) Коломенский А. А., Particle acceleration by electron beams, «Particle Accel.», 1973, v. 5, № 2, p. 73; 12) Onda H. I., A. Rostoker N., The collective focusing ion accelerator, in: Collective methods of accelerators, L., 1979, p. 611.

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ** — динамик. величины, описывающие такие безвозмущенные возбуждения статистич. систем, к-рые представляют собой согласованное коллективное движение всех частиц системы. Коллективные возбуждения характерны для большинства статистич. систем (с большим числом  $N$  взаимодействующих друг с другом частиц). В ряде случаев отдельному такому возбуждению можно сопоставить волновой процесс, параметры к-рого определяют К. п.

Наиб. наглядная реализация коллективного возбуждения системы — волна плотности числа частиц. Для оператора плотности числа частиц

$$\rho(r) = \sum_{i=1}^N \delta(r - r_i), \quad \int \rho(r) dr = N,$$

его фурье-компонента

$$\rho_k = \int \rho(r) \exp(-ikr) dr = \sum_{i=1}^N \exp(-ikr_i)$$

есть К. п., соответствующая волне плотности с волновым вектором  $k$ .

Такие гармонич. процессы являются возбуждениями безвозмущенного типа. Описывающие их динамик. величины (в частности,  $\rho_k$ ) можно выбрать в качестве К. п., с помощью к-рых удаётся описать микроскопич. состояние системы, выразить в терминах К. п. операторы динамик. величин, относящихся ко всей системе, разработать приближенные методы расчёта осн. характеристик системы и т. д.

К. п. адекватно отражают структуру возбуждений системы в области длинных волн (по сравнению, напр., со ср. межатомам. расстоянием, когда ещё можно говорить о волнах плотности). Поэтому они эффективны при описании тех свойств системы, к-рые связаны с учётом дальнедействующей силы взаимодействия между частицами (особенно для систем с кулоновским взаимодействием). В ряде случаев гамильтониан взаимодействия  $H_I$  целиком выражается в терминах К. п., напр.:

$$H_I = \sum_{i < j} \Phi(|r_i - r_j|) = \sum_{k \neq 0} N v(k) \rho_k \rho_{-k} / V + N^2 v(0) / V - \sum_k N v(k) / V,$$

где  $\Phi(R)$  — потенциал взаимодействия,  $V$  — объём системы,  $v(k) = \int \Phi(R) \exp(-ikR) dR$ .

В общем случае при переходе от К. п. в гамильтониан выделяют части, выраженные через К. п. и через исходные индивидуальные переменные, а также смешанную часть, соответствующую взаимодействию

коллективных возбуджений с возбуждениями отчасти. В первой части гамма-топонала гл. роль играет квадратичная по К. п. форма, члены более высокого порядка интерпретируют как динамич. взаимодействие коллективных возбуджений.

Число К. п. и число оставшихся индивидуальных переменных, необходимых для описания микроосн. состояния системы, должно равняться исходному числу степеней свободы. Учёт этого ограничения необходим при расчёте статистич. средних и статистич. суммы, часть к-рой может быть подсчитана с помощью переменных типа  $\rho_k$ , а часть («коротковолновая») — с помощью исходных переменных.

Примеры К. п. в статистич. системах:

а) В жидкостях К. п. соответствуют номин. плотности числа частиц  $\rho(r)$  и ещё четыре величины: плотности импульса и энергии

$$\rho(r) = \sum_{j=1}^N \rho_j \delta(r-r_j), \quad \varepsilon(r) = \sum_{j=1}^N \varepsilon_j \delta(r-r_j).$$

Обычно рассматривают фурье-компоненты этих переменных,  $\rho_k$ ,  $p_k$  и  $\varepsilon_k$ , к-рые в пределе  $k \rightarrow 0$  переходят в интегралы движения: полное число частиц, полный импульс и полную энергию системы. При значениях волнового вектора  $k = |k|$ , меньших обратного среднего расстояния между частицами, эти величины меняются достаточно медленно. Исследование ур-ний движения для этих К. п. и их корреляц. функций является предметом молекулярной гидродинамики.

б) В твёрдом теле в гармонии. приближении микроскопич. состояние можно представить как суперпозицию нормальных колебаний всей системы, каждому из к-рых сопоставляется К. п. Это т. н. *фононы*.

в) В электронном газе с кулоновским взаимодействием К. п. являются величины  $\rho_k$ , к-рые в нулевом приближении соответствуют идеальным колебаниям с лангмюровской частотой (см. *Плазма*). Дальнейшее развитие метода связано с учётом взаимодействия К. п. с индивидуальными переменными. В случае, когда величина  $v(k)$  конечна при  $k=0$ , а также в случае, когда спектр индивидуальных возбуджений отделён от энергии осн. состояния конечной щелью (в сверхпроводниках), коллективные возбуджения при  $k \rightarrow 0$  реализуются как акустич. колебания с частотой  $\omega = ck$ . Колебания вырожденных ферми-жидкостей или ферми-газа (т. н. *нулевой звук*) также являются коллективными возбуджениями.

г) В слабо неидеально вырожденном *бозе-газе* аналогичная процедура введения К. п. приводит к появлению характерного спектра для зависимости энергии коллективного возбуджения  $\hbar\omega$  от импульса  $\hbar k$ :

$$\hbar\omega = \left[ \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \left( \frac{N}{V} v(k) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) \right]^{1/2},$$

соответствующего при  $k \rightarrow 0$  фононому спектру (Н. Н. Боголюбов, Д. Н. Зубарев, 1955).

д) В магнетиках низкоэнергетич. возбуджения реализуются в виде *магнонов* (колебаний магн. момента). К. п. (фурье-компоненты магн. момента) дают в нулевом приближении удовлетворит. описание осн. свойств магнетиков при низких (по сравнению с точкой Кюри) темп-рах.

е) К. п. используются и для описания коллективных эффектов в твёрдых ядрах (объёмных колебаний и колебаний поверхности ядра, включая эффекты сё ферричности).

Лит.: Бом Д., Общая теория коллективных переменных, пер. с англ., М., 1964; Халар Д. тер. Введение в физику систем многих частиц, пер. с англ., М., 1961; Юхновский И. Р., Голубовский М. Ф., Статистическая теория классических равновесных систем, К., 1980; Вольф Л., Упр. в Мolecular hydrodynamics, N. Y., 1980. Д. Н. Зубарев.

**КОЛЛИМАТОР** (от лат. collino, искажение правильного collineo — направлено по прямой линии) — оптич. устройство для получения пучков параллельных лучей. К. состоит из объектива (в простейшем случае — огну-

того зеркала), в фокальной плоскости к-рого помещён яркий источник света малой величины (точечная или лампа, освещённое отверстие диафрагмы). Объектив и источник света укрепляются в зачернённой изнутри трубке (или корпусе иной формы). Неидеальна параллельность пучка, выходящего из К., обусловлена конечным размером светящегося предмета и аберрацией объектива (см. *Аберрации оптических систем*). К. применяются, напр., в астрономии для выверки больших измерит. инструментов и определения их коллимационной ошибки, в спектральных приборах для получения пучков света, направленных в диспергирующую систему, в разнообразных измерит., иснатит. и выверочных оптико-механич. приборах. К. входит в состав автоколлимационных устройств (см. *Автоколлимация*).

**КОЛМОГОРОВА УРАВНЕНИЯ** — ур-ния для переходной функции *марковского случайного процесса*. Получены А. Н. Колмогоровым в 1938. В простейшем случае процесса со счётным множеством состояний  $\{i\}$  переходная функция  $p_{ij}(s, t)$  есть вероятность перехода из состояния  $i$  в момент  $s$  в состояние  $j$  в момент  $t$ . К. у. для  $p_{ij}$  имеет вид

$$\frac{\partial p_{ij}(s, t)}{\partial s} = - \sum_k \alpha_{ik}(s) p_{kj}(s, t)$$

(нерево, или обратное, К. у.),

$$\frac{\partial p_{ij}(s, t)}{\partial t} = \sum_k \beta_{kj}(s, t) \alpha_{ki}(s)$$

(второе, или прямое, К. у.), где  $\alpha_{ij}(s) = \lim_{t \rightarrow s} [p_{ij}(s, t) - \delta_{ij}]/(t-s)$ ,  $t > s$ ;  $\delta_{ij}$  — *Кronecker символ*. В физ. задачах чаще всего встречается марковский процесс диффуз. типа с континуумом состояний  $\{x\}$ , для к-рого существуют плотности переходной функции  $p(s, x | t, y)$  — плотности вероятности перехода из состояния  $x$  в момент  $s$  в состояние  $y$  в момент  $t$  — и пределы

$$a(x, x) = \lim_{t \rightarrow 0} t^{-1} \int (y-x)p(s, x | s+t, y) dy,$$

$$b(s, x) = \lim_{t \rightarrow 0} t^{-1} \int (y-x)^2 p(s, x | s+t, y) dy.$$

Тогда (при нек-рых дополнит. предположениях) К. у. для  $p(s, x | t, y)$  имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial s} + a(s, x) \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2} b(s, x) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (a(t, y) p) - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} (b(t, y) p) = 0.$$

Второе К. у. наз. в этом случае *Фоккера—Планка уравнением*. Величина  $a(s, x)$  имеет смысл скорости систематич. изменения состояния  $x$ ,  $b(s, x)$  описывает интенсивность беспорядочных толчков. Для гауссова случайного процесса с

$$p(s, x | t, y) = p_0(t-s, y-x) = [4\pi D(t-s)]^{-1/2} \exp\left[-(y-x)^2/4D(t-s)\right]$$

второе К. у. переходит в *диффузии уравнение*:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 0.$$

Помимо многочисл. приложений в теории *броуновского движения*, теории *флуктуаций*, задачах физ. кинетики К. у. используются в астрофизике.

Лит.: Колмогоров А. Н., Об аналитических методах в теории вероятностей, «УМН», 1958, т. 5, с. 5; Гихман И. И., Скороход А. В., Теория случайных процессов, т. 2, М., 1973; Агеев Я. Т. А., Теория вероятностей для астрономов и физиков, М., 1974; Делонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983. В. П. Павлов.

**КОЛМОГОРОВА — ФЕЛЛЕРА УРАВНЕНИЕ** — интегралдифференц. ур-ние для переходной плотности вероятности *марковских случайных процессов* с разрывными (скачкообразными) изменениями состояний. Получено А. Н. Колмогоровым в 1938 и У. Феллером (W. Feller) в 1940.

Пусть, напр., реализации случайного процесса  $x(t)$  представляют собой кусочно-постоянные функции, скаж-

ком меняющие значения в статистически независимые моменты времени. За малый промежуток времени ( $t, t+\Delta t$ ) скачок происходит с вероятностью

$$q(y, t) \Delta t = \Delta t \int W(x|y, t) dx,$$

где  $y$  — значение процесса в момент  $t$ , а  $W(x|y, t) \times \Delta x \Delta t$  — вероятность перескока из  $y$  в интервал  $(x, x+\Delta x)$  за время  $\Delta t$ . Тогда переходная плотность вероятности для процесса  $x(t)$  удовлетворяет К.—Ф. у.:

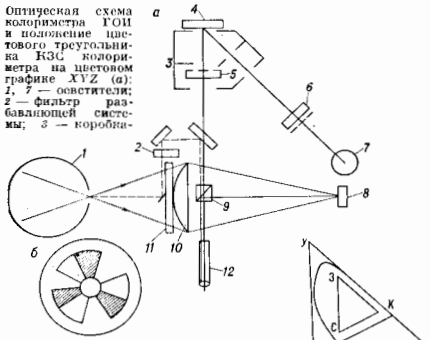
$$\begin{aligned} \partial p(x, t|y, s) / \partial t &= -q(x, t) p(x, t|y, s) + \\ &+ \int W(x|z, t) p(z, t|y, s) dz, \quad t > s, \\ p(x, s|y, s) &= \delta(x-y). \end{aligned}$$

Для марковских процессов с конечным или счётным множеством состояний К.—Ф. у. эквивалентно Колмогорова уравнения. В физ. приложениях встречаются также скачкообразные марковские процессы, непрерывно меняющиеся между моментами скачков. Их переходные плотности вероятности удовлетворяют более общим уравнениям, в правой части к-рых помимо интегрального члена имеются дифференц. члены, описывающие регулярный спуск и диффузию.

Лит.: Фелдлер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., 13 изд., т. 1—2, М., 1984; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рылов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Тихонов В. И., Миронов М. А., Марковские процессы, М., 1977. А. И. Савилов.

**КОЛОРИМЕТР** (от лат. color — цвет и греч. μέτρον — измерно) — прибор для измерения трёх координат цвета в одной из колориметрич. систем (см. Колориметрия). К. разделяют на визуальные и фотоэлектрические (объективные).

Оптическая схема колориметра ГОИ и положение цветовой треугольника ВСТ колориметра на цветовой диаграмме XYZ (а); 1 — осветитель; 2 — фильтр разбавляющей системы; 3 — короби-



держатель; 4 — образец; 5 — место для прозрачного образца; 6 — корригирующий светофильтр; 4а — емкостный экран; 9 — фотометрический кубик; 10 — конденсор; 11 и 6 — диафрагма со светофильтрами — красным, зелёным и синим; а — цветовой график прибора.

В визуальных К. цвет измеряется уравнением цвета двух половин поля зрения, на одной из к-рых наблюдается измеряемый цвет, а на другой — цвет смеси трёх основных цветов прибора, напр. красного (R), зелёного (G), синего (C). Регулируя количества осн. цветов, можно добиться зрительного тождества цвета смеси с измеряемым цветом. Уравненные цвета являются метамерами, т. е. спектрально не обязательно тождественными. Определение цвета производится по измерению цветовых координат смеси, к-рые представляют собой количества осн. цветов К., отнесённые к единичным количества этих цветов.

Примером визуального К. является К. ГОИ системы Л. И. Дёмкиной (рис.). Круглое поле зрения прибора, наблюдаемое через окуляр, разделено на две половинки: левая имеет цвет измеряемого излучения, правая — цвет экрана, на к-ром сменяются осн. цвета прибора К, G, C. Изменяя действующие площадки фильтров, наблюдатель изменяет потоки красного, зелёного и синего излучений и подбирает цвет смеси так, чтобы он не отличался от измеряемого цвета Ц. В этом положении отсчёты  $k', a', c'$  по трём шкалам прибора, пропорциональные площадям светофильтров, дают координаты измеряемого цвета в системе К. и позволяют записать его в виде уравня

$$Ц = k'R + a'G + c'C.$$

Достоинства визуального К. — простота измерений и высокая точность определения координат (до 0,03); недостаток — субъективная оценка наблюдателем тождества цветов. Кроме того, цвет выражается в системе осн. цветов К. и для выражения его в междувар. системе необходимо пересчёт. Этим методом также трудно измерять непосредственно цвет предметов, он удобен лишь для измерения цвета образцов.

Фотоэлектрические К. позволяют измерять как цвет излучения, испускаемого источником, так и цвет излучения, отражённого или пропущенного предметом. Сущность метода состоит в измерении спектрального распределения энергии излучения  $\Phi(\lambda)$  и последующем вычислении цветовых координат X, Y, Z путём перемножения найденной ф-ции  $\Phi(\lambda)$  соответственно на три стандартизованные ф-ции сложения осн. цветов  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$  и интегрирования произведений.

При измерении цвета излучения, отражённого (или пропущенного) предметом, учитывается ещё ф-ция спектрального отражения (или пропускания)  $\rho(\lambda)$ . В этом случае измеремые координаты цвета определяются след. выражениями:

$$\begin{aligned} X &= \int_{380}^{760} \Phi(\lambda) \rho(\lambda) \bar{x}(\lambda) d\lambda \\ Y &= \int_{380}^{760} \Phi(\lambda) \rho(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda \\ Z &= \int_{380}^{760} \Phi(\lambda) \rho(\lambda) \bar{z}(\lambda) d\lambda. \end{aligned}$$

Анализ измеряемого излучения и вычисления координат цвета в фотоэлектрич. К. выполняются автоматически с помощью трёх селективных фотоприёмников, ф-ции спектральной чувствительности к-рых при помощи корригирующих светофильтров подбираются совпадающими с ф-циями сложения осн. цветов. Каждый из фотоприёмников преобразует излучение своей спектральной области в электрич. ток, выполняя при этом действие немощения спектральных ф-ций и интегрирования произведений. В результате этого обеспечивается пропорциональность выходных электрич. сигналов координатам измеряемого цвета X, Y, Z. Прибор оценивает результирующее излучение от предмета, учитывая как его избирательное отражение (или пропускание), так и освещённость предмета. Один из каналов прибора, спектральная чувствительность к-рого совпадает с ф-цией  $\bar{y}(\lambda)$ , может служить яркостером.

В фотоэлектрич. К. обычно имеются электронно-вычислит. устройства, позволяющие пересчитывать координаты цветности из системы XYZ в координаты др. колориметрич. систем, напр.  $L^*, a^*, b^*$  (MКО, 1976), и выполнять сравнение измеряемого цвета с цветом эталона или др. образца, представляя результаты в виде цветовых различий  $\Delta E$  или  $\Delta(L^*, a^*, b^*)$  и т. п. Приборы, производящие операцию сравнения

ближных друг к другу цветов, наз. ком пар а т о р а м и цвета.

Фотоаляктрия. К. позволяют определять цвет и при импульсном освещении, выполнять поэлементный цветовой анализ образцов и производить автоматич. распознавание цвета сложных объектов. Точность измерения цветности ( $x, y$ ) достигает до 0,001, а точность определения цветовых различий ( $\Delta E$ ) порядка 0,5. Наиб. точные измерения цвета осуществляются с помощью дифракционных решёток в спектр. считываемый фотоаляктрия. приёмником. Сигналы приёмника непрерывно (или через равные малые интервалы длин волн) умножаются на ф-ции сложения  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$  и интегрируются в пределах длин волн видимого спектра. Результаты интегрирования представляют собой координаты измеремого излучения.

К. применяются в разл. областях для контроля цвета (а отсюда и качества) разл. материалов и продуктов, для контроля цвета источников света, светофильтров, телевизионных и киноизображений, полиграфии и текстильной продукции и т. н.

По изменению цвета нагреваемого тела можно судить о его тем-ре, что используется в цветовых пирометрах.

В химии для измерения концентрации веществ в растворах применяются К., использующие свойство окрашенных растворов поглощать проходящий через них свет тем сильнее, чем выше концентрация окрашивающего вещества. Все измерения концентрации производятся в монохроматич. свете того участка спектра, к-рый наиб. сильно поглощается данным веществом и слабо — компонентами раствора. В К., примененных для такого рода исследований, используются наборы узкополосных (монохроматич.) светофильтров.

Лит.: Петренко А. И., Фесечко В. А., Методы и приборы распознавания цвета объектов, М., 1972; Кривошеев М. И., Кустарев А. К., Световые измерения в телевизии, М., 1973; Шашлов В. А., Цвет и цветосопоставление, М., 1986.

Н. А. Волос.

**КОЛОРИМЕТРИЯ** (цветовые измерения) — методы измерения и количества, выражения цвета и цветовых различий. Определение цвета к.-л. излучения связано с субъективным его восприятием, к-рое различно у разных людей и зависит от условий наблюдения. На практике широко используют такие субъективные характеристики, как цветовой тон, насыщенность и светлота. Существуют системы классификации цветов — систематизированного их обозначения — в виде цветových атласов и эталонированных образцов, составленных на основе усреднённых определений цвета и утверждённых Междунар. комиссией по освещению (МКО). Цветовые атласы и эталонированные образцы обычно непрозрачны и предназначены для рассматривания в отражённом свете, они широко применяются на практике в полиграфии, в текстильном производстве и т. п.

В К. созданы системы, в к-рых цвет количественно измеряется и выражается эталонными излучениями, смешиваемыми в определ. пропорциях. Такое объективное выражение цвета воспроизводимыми мерами осуществляется при строго заданных (стандартизованных) условиях наблюдения. Характеристика цвета в К. трёхмерна, т. е. цвет количественно выражается тремя взаимосвязанными параметрами. Поэтому цвет в К. представляют трёхкомпонентным вектором в линейном (норметрическом) пространстве. Цвета трёх излучений, к-рыми выражается цветовой стимул (характеризуемое излучение), наз. *основными цветами*. Основными могут быть любые три цвета, каждый из к-рых не воспроизводится двумя другими. Таких триад цветов, образующих цветовую координатную систему, много. Наиб. широко используется система RGB из красного (red, R), зелёного (green, G) и синего (blue, B) осн. цветов (или КЗС; см. *Колориметр*),

из смеси к-рых могут быть получены почти все реально встречающиеся цвета. Любой измеренный цвет S может быть представлен графически в трёхмерном цветовом пространстве координатами  $R', G', B'$  (т. н. коэф. цвета) на соответствующие координатные оси с единичными векторами  $R, G, B$ . Цветовые координаты измеряются на колориметре или высчитываются по кривым сложения (см. ниже). Визуальное тождество измеремого цвета S и аддитивной смеси трёх осн. цветов выражается векторным цветовым ур-нием

$$S = R'R + G'G + B'B, \quad (1)$$

к-рое и определяет данный цвет.

Единичными количествами принято считать также потоки излучений трёх осн. цветов, смесь к-рых образует нейтральный ахроматич. (белый) цвет. В качестве белого цвета может быть принят, напр., цвет равновозергетич. по спектру излучения. Зарегистри-

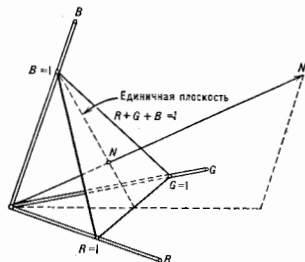


Рис. 1. Единичная плоскость и нейтральный цвет N в трёхкоординатном цветовом пространстве RGB.

рован с помощью термомоэлемента энергетич. мощности смешиваемых излучений, единичные количества осн. цветов можно выразить в Вт.

Расположение координатных осей цветового пространства тоже достаточно произвольно, но из практики, соображений часто применяют такое расположение и масштаб, чтобы вектор белого цвета N пересекал бы единичную плоскость  $R'+G'+B'=1$  в центр. точке N треугольника, образованного вершинами единичных векторов  $R, G, B$  (рис. 1). Любой цветовой вектор S (или его продолжение) пересекает единичную плоскость в точке S, к-рая определяет цветности (характеризуемого излучения (цветового стимула)).

Угасок единичной плоскости, заключённый внутри треугольника, представляет цветовой охват данной системы координат и наз. г р а ф и к о м ц в е т о с т и (или цветовой треугольником). Вершины этого треугольника представляют собой цветности (R), (G), (B) осн. цветов  $R, G, B$ . Положение точки S в цветовом треугольнике задаётся координатами (коэф.) цветности  $r, g, b$ , к-рые определяются как отношение координат цвета к их сумме, наз. модулем:

$$r = \frac{R'}{R'+G'+B'}; \quad g = \frac{G'}{R'+G'+B'}; \quad b = \frac{B'}{R'+G'+B'}. \quad (2)$$

Т. к. координаты цветности связаны соотношением  $r+g+b=1$ , т. е. линейно зависимы, то для полной характеристики цвета S пользуются третьей координатой, равной сумме коэф. цвета; эта координата характеризует вес точки. Т. о., два коэф. цветности в совокупности с модулем цвета дают полную количественную характеристику цвета. Для полной характеристики цвета кроме двух (любых из трёх) координат цветности используется также координата цвета  $Y'$ , выражающая яркость.

Любой цвет  $S(R', G', B')$ , точка цветности к-рого  $S(r, g, b)$  расположена внутри цветового треугольника, может быть получен как сумма (смесь) воложистых значений (количеств) осн. цветов системы  $RGB$ . Однако если цвет не входит в цветовой охват данной системы, то одна или две координаты цвета становятся отрицательными. Физически это означает, что измеряемый цвет не может быть получен смешиванием осн. цветов, но измеряемый цвет в смеси с тем осн. цветом, координата к-рого отрицательна, образует такой же цвет, как и смесь двух др. осн. цветов. Напр., выражение  $S = -R'R + G'G + B'B$  следует интерпретировать как  $S + R'R = G'G + B'B$ .

МКО в 1931 стандартизовала цветовую систему с монохроматич. излучениями в качестве осн. цветов  $R$  (700 нм),  $G$  (546,1 нм),  $B$  (435,8 нм). Единицы количества осн. цветов выбраны так, что их энергетич. яркости относятся соответственно как 72,1 : 1,4 : 1,0.

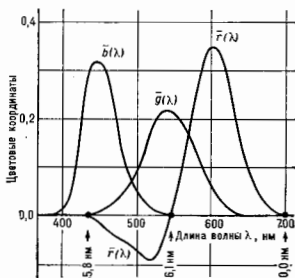


Рис. 2. Удельные координаты цвета  $\bar{r}(\lambda)$ ,  $\bar{g}(\lambda)$ ,  $\bar{b}(\lambda)$  в системе  $RGB$  (МКО, 1931).

В этой системе координаты цвета монохроматич. излучений (т. е. уд. координаты цвета  $\bar{r}$ ,  $\bar{g}$ ,  $\bar{b}$ ) показывают, какое количество единиц осн. цветов воспроизводит при смешении воспринимаемого цвета монохроматич. излучения данной длины волны  $\lambda$  мощностью в 1 Вт. Спектральные распределения значений уд. координат (по  $\lambda$  или  $\nu$ ) наз. кривыми сложения.

На рис. 3 представлен график цветности указанной выше системы. В центре тяжести треугольника расположена точка  $E$ , обозначающая белый цвет равной энергии спектра. Цвета, имеющие одинаковую цветность, обозначаются на графике одной и той же точкой с указанием значения яркости  $Y$  или величины модуля. Цветность цвета, получаемого сложением двух цветовых стимулов, определяется точкой, к-рая расположена на прямой, соединяющей точки цветности этих стимулов, и отдалена от этих точек отрезками, обратно пропорциональными модулям цвета смешиваемых излучений. Цвета, цветности к-рых выходят за пределы цветового треугольника, имеют отриц. значение одной из координат цвета, и их нельзя воспроизвести смешением осн. цветов системы. Линия спектральных цветов, как видно из рис. 3, лежит вне пределов треугольника, она ограничивается на цветовом графике полем реальных цветов. Следовательно, в системе  $RGB$  не все реальные цвета можно получить смешением трёх осн. цветов.

Наличие отрицат. координат для реальных цветов неудобно в вычислит. работе, поэтому в 1931 МКО стандартизовала систему  $XYZ$  с прямоугольным цветовым графиком, в к-рой осн. цвета не являются реально существующими и кривые сложения не имеют

участков с отрицат. значениями (рис. 4). Осн. цвета  $X, Y, Z$  выбраны с таким расчётом, что кривая  $\bar{y}(\lambda)$  подобна кривой относительной спектральной эффективности (видности) глаза. Тогда координата  $Y'$  непосредственно характеризует яркость цвета. В этой

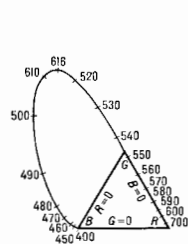


Рис. 3. Цветовой график системы  $RGB$  основных цветов монохроматических излучений с длинами волн 700,0; 546,1; 435,8 нм (МКО, 1931).

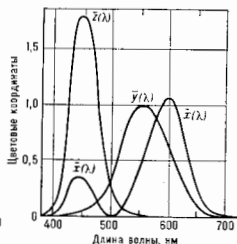


Рис. 4. Удельные координаты цвета  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$  системы  $XYZ$  (МКО, 1931).

системе все реальные цвета укладываются внутри цветового треугольника (рис. 5).

Единичные цвета системы  $XYZ$  связаны с единичными цветами системы  $RGB$  след. преобразованиями:

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 2,38 & -0,52 & 0,01 \\ -0,90 & 1,43 & -0,01 \\ -0,47 & 0,09 & 1,01 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} R \\ G \\ B \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Координаты цвета двух систем связаны между собой ур-нием

$$\begin{bmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 0,49 & 0,18 & 0,00 \\ 0,31 & 0,82 & 0,01 \\ 0,20 & 0,01 & 0,99 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} R' \\ G' \\ B' \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Цветовое ур-ние в системе  $XYZ$  записывается в виде

$$S = X'X + Y'Y + Z'Z, \quad (5)$$

где  $X', Y', Z'$  — координаты цвета, а  $X, Y, Z$  — единичные векторы осн. цветов. Координаты цветности

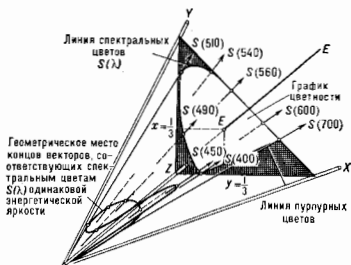


Рис. 5. Трёхмерное цветовое пространство, построенное на основных цветах (МКО, 1931)  $X, Y, Z$ .

в системе  $XYZ$  определяются аналогично их определению в системе  $RGB$ :

$$x = \frac{X'}{X'+Y'+Z'}; \quad y = \frac{Y'}{X'+Y'+Z'}; \quad z = \frac{Z'}{X'+Y'+Z'}. \quad (6)$$

Излучение сложного спектрального состава состоит из суммы монохроматич. излучений, поэтому все кол.

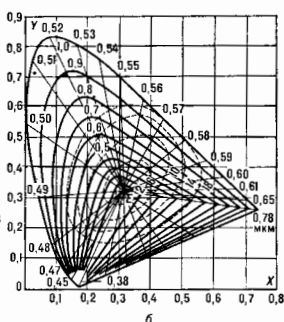
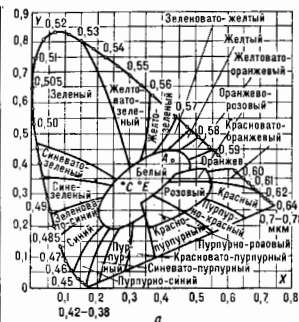


Рис. 6. Цветовой график системы XYZ: а — области цветностей в системе XYZ; б — линии постоянного цветового тона, чистоты цвета (сплошные) и насыщенности (пунктирные).

Для наглядности определения количества разл. цветовых оттенков на к.-л. участке цветового графика большое удобство представляют равноконтрастные цветные графики. Они дают возможность выразить разнооттеночности близких друг к другу цветов по величине расстояний между точками их цветности на диаграмме.

На рис. 7 представлен равноконтрастный график цветности  $u, v$  (МКО, 1960), где

$$u = 4x/(-2x - 12y + 3), \\ v = 6y/(-2x + 12y + 3). \quad (8)$$

цвета сложного спектрального состава определяются как

$$X' = 683 \sum \bar{x}(\lambda) P_{\lambda}; \quad Y' = 683 \sum \bar{y}(\lambda) P_{\lambda}; \\ Z' = 683 \sum \bar{z}(\lambda) P_{\lambda}. \quad (7)$$

Здесь  $P_{\lambda}$  — спектральное распределение энергии излучения,  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$  — удельные коэф. цвета монохроматич. излучения, 683 — коэф. перехода от энергетич. величин лучистого потока (в Вт) к фотометрич. величине светового потока (в люменах). Интервал суммирования обычно берётся 5–10 нм.

Распределение цветностей в системе XYZ показано на рис. 6 (а). Точка E соответствуют цветности равноэнергетич. излучения, точки С и А — цветности излучения чёрного тела при темп-рах 6770 К и 2856 К. Связь системы XYZ с системой обозначения цвета по цветовому тону ( $\lambda$ ), колориметрич. чистоте цвета ( $P$ ) и насыщенности (яркости  $Y$ ) представлена на рис. 6 (б) при равноэнергетич. источнике E. Штриховые линии — линии пост. насыщенности, измеряемой числом цветовых порогов различения. Величина цветового порога определяется той мин. разностью в цветности двух одинаковых по яркости цветов, к-рую ещё

Цветовой контраст между двумя точками (1 и 2) на графике  $u, v$  определяется числом порогов цветоразличения по Фле

$$\Delta E = [(u_2 - u_1)^2 + (v_2 - v_1)^2]^{1/2}. \quad (9)$$

Более близкие к эксперименту величины  $\Delta E$  могут быть определены по параметрам др. равноконтрастной системы  $L^*, a^*, b^*$  (МКО, 1976) по Фле

$$\Delta E(L^*, a^*, b^*) = [(\Delta a^*)^2 + (\Delta b^*)^2 + (\Delta L^*)^2]^{1/2}, \quad (10)$$

где

$$L^* = 25 \left( \frac{100Y}{Y_0} \right)^{1/2} - 16; \quad (1 \leq Y \leq 100)$$

$$a^* = 500 [(X/Y_0)^{1/2} - (Y/Y_0)^{1/2}];$$

$$b^* = 200 [(Y/Y_0)^{1/2} - (Z/Z_0)^{1/2}].$$

В этих ур-ниях координаты цвета  $X_0, Y_0, Z_0$  определяют цвет атласа белого излучения с цветовой темп-рой 5500 К (источник  $D_{50}$ ) или 2856 К (источник А).

Лит.: Ивненс Р. М., Введение в теорию цвета, пер. с англ., М., 1964; А р т ю ш и н Л. Ф., Основы построения цвета в фотографии, кино и полиграфии, М., 1970; Д ж а д д Л., В ш е с ц и Г., Цвет в науке и технике, пер. с англ., М., 1978; Л у з а в е в В., Цвет и свет, Л., 1989.

Н. А. Волжж.

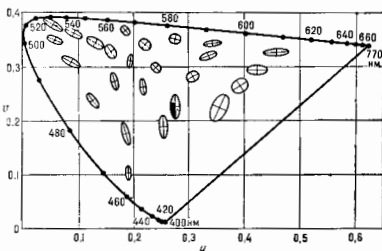


Рис. 7. Равноконтрастный цветовой график (МКО, 1960) с эллипсами ошибок, увеличенными по масштабу в 10 раз.

способен заметить глаз (подробнее см. Цвет). Величиной цветовых порогов между двумя близкими цветами можно измерять разнооттеночность цветов. На различных участках графика XYZ пороги различения цветов неодинаковы, что представляется т. н. эллипсами ошибок, в пределах к-рых различие в цвете не обнаруживается.

КОЛЬЦА ПЬЮТОНА — см. Ньютона кольца.

КОЛЬЦЕВОЙ ЛАЗЕР — см. в ст. Оптический резонатор.

КОЛЬЦЕВОЙ УСКОРЯТЕЛЬ — циклотронный ускоритель заряженных частиц, в к-ром радиусы орбит частиц уменьшаются в относительно небольшом диапазоне  $[(R_{магн} - R_{мин})/R_{магн} < 1]$ , так что магн. система имеет вид кольца. К К. у. относятся бетатрон и все циклот. резонансные ускорители с переменным во времени магн. полем (синхротроны, синхрофазотроны). Ускорители с постоянным во времени магн. полем (фазотроны, циклотроны) также могут быть кольцевыми (т. н. кольцевые фазотрон и циклотрон), при этом в них должно сильно меняться по радиусу ср. значение магн. поля, а для обеспечения устойчивости движения необходима сушеств. вариация магн. поля по азимуту.

Э. Л. Бурштейн.

КОМА (от греч. κόμη — волосы) — одна из геом. aberrаций оптич. систем, обусловленная косыми лучами, входящими через оптич. систему. Изображение точки-объекта при наличии К. имеет резко ассиметричную структуру. Подробнее см. в ст. Аберрации оптических систем.

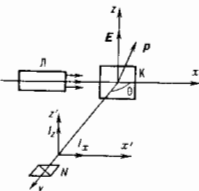
Г. Г. Сажаров.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА — рассеяние света в газах, жидкостях и кристаллах, сопровождающееся заметным изменением его частоты. В отличие от рэлеевского рассеяния света, при К. р. с. в спектре

рассеянного излучения наблюдаются спектральные линии, отсутствующие в линейчатом спектре первичного (возбуждающего) света. Число и расположение появляющихся линий (назв. комбинационными линиями или спутниками) определяется молекулярным строением вещества. К. р. с. открыто в 1928 г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом при исследовании рассеяния света в кристаллах и одновременно Ч. В. Раманом и К. С. Кришнаном при исследовании рассеяния света в жидкостях [1, 2]. В зарубежной литературе К. р. с. обычно наз. аффектом Рамаиа. Спектроскопия К. р. с. — эфф. метод изучения состава и строения вещества.

**Общие закономерности.** Спектры К. р. с. получают с помощью спец. оптич. установки, в к-рой интенсивный пучок света концентрируют на изучаемом объекте (рис. 1). В качестве источника света до 60-х гг. чаще всего применялись ртутные лампы, затем их вытеснили лазеры. Рассеянный свет наблюдается под углом рассеяния  $\theta$  (обычно  $\theta=90^\circ$ ) в направлении падающего луча. Спектры К. р. с. регистрируются фотографич. или фотолэктр. методом.

Рис. 1. Схема наблюдения комбинационного рассеяния света: Л — источник света (лазер); К — ювельта с рассеивающим веществом или кристалл; N — призма Николя; E — электрический вектор возбуждающей световой волны; P — индуцированный дипольный момент.



При К. р. с. изменение частоты первичного излучения сопровождается переходом рассеивающих молекул на др. колебат. или вращат. уровни — т. н. колебат. и вращат. К. р. с. (К. р. с. с изменением электронного состояния молекул наблюдалось лишь в небольшом числе случаев). К. р. с. можно рассматривать как процесс, состоящий из двух связанных актов, — поглощения кванта  $\hbar\omega$  первичного света частоты  $\omega$  и испускания кванта  $\hbar\omega'$  частоты  $\omega'$ , однако в отличие от люминесценции при К. р. с. система под действием кванта с энергией  $\hbar\omega$  не переходит в возбужденное электронное состояние даже на очень короткое время, поэтому энергия  $\hbar\omega$  первичного кванта может быть аичительно меньше энергии  $\hbar\omega'$  кванта, состоящего перешел молекулу из осн. электронного состояния  $\mathcal{E}_{00}$  в возбужденное электронное состояние  $\mathcal{E}_{01}$  (рис. 2, а). В процессе К. р. с. квант света  $\hbar\omega$  воздействует на электронную систему молекулы, передавая ей (или принимая от нее) часть энергии, причём молекула переходит в другое колебат. состояние, а рассеянный ей квант имеет изменённую энергию  $\hbar\omega' \neq \hbar\omega$ .

К. р. с., возникающее при переходе молекулы из невозбужденного колебат. состояния, характеризуемого квантовым числом  $v=0$ , в возбужденное колебат. состояние с  $v=1$ ,  $v=2$  и т. д., наз. стоксовым К. р. с. (рис. 2, б). Если же до воздействия света молекула находилась в возбужденном колебат. состоянии, напр., характеризуемом  $v=1$ , то при К. р. с. она может перейти в невозбужденное колебат. состояние с  $v=0$ , причём энергия рассеянного светового кванта  $\hbar\omega' > \hbar\omega$  — а т. н. стоксово К. р. с. (рис. 1, а). Всё сказанное относится и к К. р. с. с изменением вращат. состояния молекулы, характеризуемого вращат. квантовыми числами. Соотношение между энергиями падающего и рассеянного фотонов в случае стоксова К. р. с. имеет вид

$$\hbar\omega' = \hbar\omega - \hbar\omega_k \quad (1)$$

и в случае антистоксова К. р. с. —

$$\hbar\omega' = \hbar\omega + \hbar\omega_k; \quad (2)$$

величина  $\hbar\omega_k$  представляет собой энергию возбужденного колебат. (или вращат.) состояния молекулы.

Соотношения (1), (2) объясняют осн. закономерности в колебат. спектрах К. р. с. Комбинац. линии располагаются симметрично относительно смещённой (рэлеевской) линии, частота к-рой совпадает с частотой возбуждающего света  $\omega$ . Частота каждого из спутников представляет собой комбинацию частот возбуждающего света и частот колебат. или вращат. переходов  $\omega_k$  рассеивающих молекул (отсюда назв. «К. р. с.»). Каждому спутнику с частотой  $\omega - \omega_k$  (красный, или стоксов, спутник) соответствует спутник с частотой  $\omega + \omega_k$  (фиолетовый, или антистоксов, спутник). В случае колебат. К. р. с., измерив частоты спутников, можно определить собств. частоты колебат. линий молекулы. Некоторые из колебат. молекул в спектре К. р. с. подчиняются, т. к. они запрещены отбора правилами. Колебат. спектры молекул, возникающие при непосредств. переходах между колебат. уровнями энергии  $\hbar\omega_k$ , лежат в ИК-области спектра. Они определяются др. правилами отбора, поэтому спектры К. р. с. и инфракрасные спектры не дублируют, а дополняют друг друга. Напр., в случае молекул, обладающих центром симметрии, все линии, разрешённые в К. р. с., запрещены в ИК-спектре, и наоборот.

Вращение молекул может проявляться в спектрах К. р. с. как независимый вид движения, обусловленная возникновение чисто вращат. комбинац. линий. Кроме того, вращат. движение может накладываться на колебат. движение, что приводит к усложнению структуры колебат. линий. Поскольку энергии вращат. движения значительно меньше энергии колебат., чисто вращат. спектр лежит в области от неск. см<sup>-1</sup> до неск. десятков см<sup>-1</sup>. Такой спектр представляет собой последовательность почти равноотстоящих линий, расположенных симметрично по обе стороны от возбуждающей линии.

Интенсивности спектральных линий, возникающих при К. р. с., очень малы и при обычных методах наблюдения составляют  $10^{-10}$ — $10^{-13}$  Вт, причём интенсивность антистоксовых линий значительно меньше, чем стоксовых.

В спектрах К. р. с. (как и в ИК-спектрах) присутствуют обертоны, определяемые условием  $\Delta v > 1$ , в пренебрежении ангармонизмом, они являются комбинациями возбуждающей частоты и частот, кратных  $\omega_k$  ( $2\omega_k$ ,  $3\omega_k$  и т. д.), а также составные частоты, получающиеся при одноврем. изменении двух или более колебат. квантовых чисел. Интенсивность обертонов и составных частот в спектрах К. р. с. жидкостей и газов в типичных случаях составляет  $10^{-3}$  и менее от интенсивности осн. линий, определяемых условием  $\Delta v = 1$ , и в обычных условиях регистрации обертоны не наблюдаются. Поэтому спектры К. р. с. более яросты для интерпретации, чем инфракрасные, где, как правило, проявляются обертоны и составные частоты.

Линии К. р. с. могут иметь разл. поляризацию, причём в большинстве случаев они деполаризованы. Степень деполаризации  $\rho = I_2/I_1$ , где  $I_1$  и  $I_2$  — интенсивности рассеянного света с колебат.ными векторами напряжённости электрич. поля световой волны по осям  $x$  и  $z'$  (рис. 1). Величина  $\rho$  зависит от анизотропии электрооптич. свойств рассеивающей системы и типа симметрии рассеиваемого нормального колебания. При колебат. К. р. с. на свободно ориен-

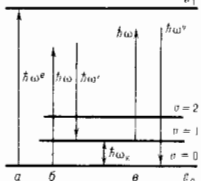


Рис. 2. Схема переходов при поглощении и комбинационном рассеянии света.



тирующихся системах (молекула газа или жидкости) в случае естественного падающего света установлены след. правила поляризации линий К. р. с. [3, 4]:  $\rho = \rho_0/2$  для неподсимметричных колебаний молекул,  $\rho = 0$  для подсимметричных колебаний молекул с изотропной поляризуемостью (группы симметрии  $T_d, O_h$ ) и  $0 < \rho < 1/2$  для подсимметричных колебаний молекул, обладающих др. симметрией. Поляризация стоксовых и антистоксовых линий данной колеб. частоты всегда одинакова. При использовании линейно поляризованного первичного излучения степень деполаризации неподсимметричных линий составляет  $3/4$ . Для кристаллов поляризац. соотношения усложняются.

Вследствие разл. деполаризации линий К. р. с. при установке на пути рассеянного света поляризац.

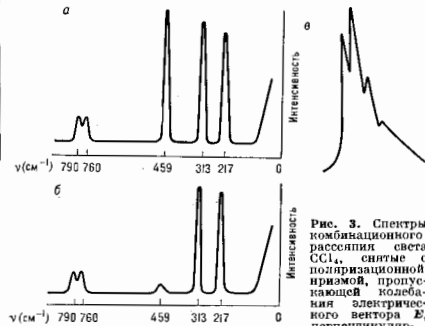


Рис. 3. Спектры комбинационного рассеяния системы  $CCl_4$ , снятые с поляризованной призмой, пропускающей колебательный электрический вектор  $E$ , перпендикулярный направлению рассеяния (а) и параллельный ему (б). Сильно поляризованная линия  $459 \text{ см}^{-1}$ .

призмы  $N$  соотношение интенсивностей линий в спектре зависит от угла поворота этой призмы относительно осей координат. В качестве примера на рис. 3 приведены спектры  $CCl_4$ , снятые с поляризац. призмой, пропускающей колебания электрич. вектора  $E$ , соответственно перпендикулярные осм возбуждающего светового луча (а) и параллельные ей (б). Сильно поляризованная линия  $459 \text{ см}^{-1}$  во втором случае почти полностью погашена.

Линии К. р. с. имеют заметную ширину. В случае колебат. К. р. с. жидкости полиширина линий обычно имеет значение в пределах  $4-20 \text{ см}^{-1}$ . Форма контура и полиширина линий зависят от наличия вращения и качания молекул, характера межмолекулярного взаимодействия, агармоничности колебаний. Структура линий усложняется из-за паложения линий с близкими частотами, в т. ч. линий разных воротных изомеров и изотопных молекул. В качестве примера на рис. 3 (б) показана структура линии  $459 \text{ см}^{-1}$   $CCl_4$ , обусловленная тем, что в молекулы  $CCl_4$  входят разные изотопы  $Cl$ . Сопоставление полиширины со степенью деполаризации линии К. р. с. показывает, что узкие линии обладают наибольшей поляризацией, а широкие — предельной степенью деполаризации.

Теория К. р. с. — часть общей теории взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом. Классич. теория К. р. с. на отд. молекулах основана на трёх допущениях: молекулы рассеивают свет вследствие колебаний дипольного момента молекулы, индуцируемого полем падающей световой волны; свет видимой и ближней УФ-областей спектра рассеивается в основном электронной оболочкой молекулы (т. к. ядра атомов, образующие «скелет» системы, смещаются в поле световой волны незначительно); К. р. с. воз-

никает в результате электронно-колебат. взаимодействия в молекуле (взаимное расположение ядер определяется то внутрь, то вне, в к-ром находится электронное облако). Способность электронного облака молекулы деформироваться под действием электрич. поля световой волны (её *поляризуемость*) зависит от конфигурации ядер в данный момент и, следовательно, при внутримолекулярных колебаниях изменяется с частотой этих колебаний, и наоборот — при деформации электронного облака могут возникнуть колебания скелета молекулы. Т. о., К. р. с. можно рассматривать как результат модуляции индуцированного дипольного момента колебаниями ядер.

Характер связи электронного и колебат. движения в классич. теории может быть рассмотрен лишь феноменологически (строгое рассмотрение даёт квантовая теория, см. ниже). Поляризуемость молекулы  $\alpha$  зависит от межядерного расстояния в данный момент времени, т. е. является ф-цией колебат. координаты  $q_i$   $i$ -го колебания:  $\alpha = \alpha(q_i)$ . Разложив эту ф-цию в ряд по степеням  $q_i$  в окрестности равновесного значения координаты  $q_i = 0$ , находим:

$$\alpha(q_i) = \alpha(0) + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i}\right)_0 q_i + \dots \quad (3)$$

Значение колебат. координаты  $q_i$  меняется по гармонич. закону  $q_i = q_{i0} \cos(\omega_i t + \delta_i)$  ( $\delta_i$  — нач. фаза  $i$ -го колебания). Поэтому дипольный момент  $p = \alpha E$ , индуцированный в молекуле электрич. полем  $E$  световой волны ( $E = E_0 \cos \omega t$ ), изменяется со временем  $t$ :

$$p(t) = \left[ \alpha(0) + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i}\right)_0 q_{i0} \cos(\omega_i t + \delta_i) \right] E_0 \cos \omega t = \\ = \alpha(0) E_0 \cos \omega t + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i}\right)_0 E_0 q_{i0} \cos [(\omega - \omega_i) t + \delta_i] + \\ + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i}\right)_0 E_0 q_{i0} \cos [(\omega + \omega_i) t + \delta_i]. \quad (4)$$

Последнее и предпоследнее слагаемые в (4) появляются в результате модуляции колебаний индуцированного дипольного момента колебаниями ядер; в результате в спектре рассеянного света кроме линии частоты  $\omega$  появляются спутники с комбинац. частотами  $\omega - \omega_i$  и  $\omega + \omega_i$ . Интенсивность линий К. р. с. пропорц.  $(\partial \alpha / \partial q_i)_0^2$ . Если в разложении (3) учесть члены высших порядков, то в выражении для  $p(t)$  появятся члены, объясняющие существование обертонных [их интенсивности  $\sim (\partial^2 \alpha / \partial q_i^2)_0^2$  и т. д.] и составных тонов [их интенсивности  $\sim (\partial^2 \alpha / \partial q_i \partial q_k)_0^2$  и т. д.]. Такой способ рассматривания возможен при малых амплитудах колебаний ядер, что обеспечивает сходимость ряда (3) во всём интервале изменений  $q_i$ . К. р. с. в отличие от рэлеевского рассеяния некогерентно, поскольку нач. фазы  $\delta_i$  колебаний ядер отд. молекул совершенно независимы.

Квантовая теория К. р. с. В нерелятивистском приближении гамильтонан взаимодействия электронов молекулы с полем падающей световой волны имеет вид

$$H = - (e/m) (\mathbf{p} \cdot \mathbf{A}),$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $\mathbf{p}$  — оператор импульса,  $\mathbf{A}$  — оператор вектор-потенциала поля световой волны. Оператор  $H$  описывает переходы с участием двух фотонов лишь при учёте виртуальных состояний, отличающихся от конечного и нач. состояний системы (молекула + поле излучения) одним испущенным или поглощённым фотоном. Вероятность К. р. с., вычисленная с помощью метода теории возмущений в пребрежении ширинами начального  $i$  и конечного  $k$  уровней, определяется ф-лой (см. [3, 4])

$$W = \frac{(2\pi)^2 \omega^n \omega'^n}{\hbar^2} |S_{k'k}|^2 \left[ n' + \frac{\omega'^2}{2\pi c \omega} \right]. \quad (5)$$

Здесь  $\omega$ ,  $\omega'$  — частота и число фотонов возбуждающего

света,  $\omega'$ ,  $n'$  — то же для рассеянного света,  $S_{k1}$  — матричный элемент перехода  $1 - k$ , причём

$$S_{k1} = \sum_l \left[ \frac{(\mathbf{e}' P_{l1}) (\mathbf{e}' P_{kl})}{\omega_l' - \omega - i q_l} + \frac{(\mathbf{e}' P_{l1}) (\mathbf{e}' P_{kl})}{\omega_l' + \omega' - i q_l} \right], \quad (6)$$

где  $P$  — полный электрич. момент системы,  $\mathbf{e}$ ,  $\mathbf{e}'$  — единичные векторы, указывающие направление поляризации соответственно падающей и рассеянной волны,  $\hbar \omega_l'$  — энергия и  $q_l$  — ширина  $l$ -го виртуального электронного состояния. Умножая вероятность перехода на  $\hbar \omega'$  и число рассеивающих молекул  $N = N_0 dx$ , где  $N_0$  — число молекул в единице объёма,  $dx$  — толщина рассеивающего слоя, получим соответствующее рассматриваемому процессу иррадиации интенсивность  $dI'$  в слое  $dx$ . Принимая во внимание, кроме того, что произведение  $\hbar \omega_l'$  представляет собой интенсивность возбуждающей линии  $l$ , находим

$$dI' = \frac{(2\pi)^2 I \omega'^2 N_0}{\hbar^2} |S_{k1}|^2 \left[ \frac{I'}{\hbar \omega'} + \frac{\omega'^2}{(2\pi c)^2} \right] dx. \quad (7)$$

Соотношения (6) и (7) связывают интенсивность линии К. р. с. с параметрами электронно-колебат. структуры уральной молекулы. При значит. удалении частоты возбуждающего света от частот электронного поглощения молекулы, т. е. при  $\omega \ll \omega_l'$ , и в ирробождении первым членом в скобках в ф-ле (7) имеем  $I' = a I \omega'^2 N$ . (8)

По мере приближения  $\omega$  к полюсу электронного поглощения молекулы (на расстояниях 20 000—30 000 см<sup>-1</sup> от максимума поглощения и ближе) согласно (6) происходит быстрый рост вероятности К. р. с. с частотой, причём этот рост тем более значителен, чем ближе частота возбуждающего света подходит к полюсу поглощения и чем интенсивнее эта полоса. Соответственно интенсивность К. р. с. возрастает быстрее, чем это следует из (8). В нек-рых случаях удаётся наблюдать К. р. с. и при возбуждении светом, частота к-рого попадает в область полосы поглощения вещества (резонансное К. р. с.). Возникающий при этом спектр, сохраняя типичные особенности К. р. с., отличается необычайно высокими значениями молярной интенсивности линий К. р. с. В нек-рых случаях наблюдается также несколько оборотов [5].

Квантовая теория объясняет различие интенсивности стоксовых и антистоксовых линий К. р. с. Поскольку вероятность рассеяния пропорц. числу рассеивающих молекул, интенсивности  $I_{ст}$  и  $I_{аст}$  определяются населённостями нулевого и 1-го колебат. уральной энергии молекул. При не очень высоких тем-рах населённость 1-го колебат. уровня невелика (напр., при комнатной тем-ре при колебат. частоте 1000 см<sup>-1</sup> на 1-м уровне находится 0,7% всех молекул), поэтому  $I_{аст}$  мала. С повышением тем-ры населённость возбуждённого колебат. уровня возрастает и  $I_{аст}$  увеличивается. Населённость уральной определяется *Вольманна распределением* молекул по колебат. энергии, в соответствии с к-рым

$$I_{ст}/I_{аст} = [(\omega - \omega_k) / (\omega + \omega_k)]^2 \exp(\hbar \omega_k / kT). \quad (9)$$

Согласно (7), приращение интенсивности  $I'$  К. р. с. зависит от уже достигнутого уровня этой величины, однако поправочный член в правой части ф-лы (7), пропорциональный  $I'$ , в обычных условиях опыта столь мал, что им можно пренебречь. В импульсных лазерных установках легко достигаются мощности 10<sup>3</sup>—10<sup>6</sup> Вт, при к-рых рассматриваемый член становится преобладающим. Наблюдения в этих условиях К. р. с. пав. в выпущенных К. р. с. (сокращённо — ВКР). Интенсивности линий ВКР экспоненциально зависят от интенсивности возбуждающей линии и числа молекул в рассеивающем объёме вещества (см. *Вынужденное рассеяние света*).

ВКР обладает рядом особенностей. В спектре ВКР проявляется обычно лишь одна колебат. частота  $\omega_k$ .

В спектре с большой интенсивностью проявляются обороты с частотами 2( $\omega - \omega_k$ ), 3( $\omega - \omega_k$ ) и т. д., а также антистоксовы частоты. Излучение первой стоксовой компоненты по ширине линии и угл. распределению «шторяет» возбуждающее излучение, т. е. распространяется по оси возбуждающего луча. Излучение антистоксовых и высших стоксовых компонент частично распространяется по оси, частично в узких конусах под углом к оси, зависящим от свойств рассеивающего вещества и кратности компоненты. Особенности ВКР в основном объясняются тем, что это когерентный процесс, удовлетворяющий определ. фазовым соотношениям [6].

Исследования состава и строения вещества по спектрам К. р. с. Основной аналитич. применений К. р. с. является то, что каждое хим. соединение имеет свой специфич. спектр К. р. с. Поэтому эти спектры могут служить для идентификации данного соединения и обнаружения его в смесях (см. *Спектральный анализ*). Параметры нек-рых линий в спектрах К. р. с. сохраняются при переходе от одного соединения к другому, содержащему тот же структурный элемент, напр. связь С—Н, С=C, N—H и др. Такая характеристичность параметров линий К. р. с. лежит в основе структурного анализа молекул с неизвестным строением [2]. Ряд заключений о строении молекулы можно сделать, сопоставляя её спектр К. р. с. и ИК-спектр. Такое сопоставление позволяет судить о симметрии нормальных колебаний и, следовательно, о симметрии молекулы. Применение указанных методов особенно успешно при их сочетании с расчётом частот нормальных колебаний молекул [7].

Большое и всё возрастающее значение приобретает К. р. с. при исследовании кристаллов [8]. Для К. р. с. осн. значение имеет оптич. ветвь колебаний кристалла. Метод К. р. с. стал основным при изучении динамики кристаллич. решётки, изучении реал. квазичастиц (фононов, поляритонов, магнонов и др.), а также исследовании мягкой моды. Вместе с тем разработаны эфф. методы анализа по спектрам К. р. с. кристаллов микроскопич. размеров и кристаллич. порошков [2; 9].

Лит.: 1) Фаба и де Си А. И. Л., Открытие комбинационного рассеяния света, «УФН», 1978, т. 126, с. 124; 2) Суц и с к и я М. М., Комбинационное рассеяние света и строение вещества, М., 1961; 3) Ш а ч е н Г., Рассеяние света в твердых телах, ноябрь, М. Корюкин Г. Гонтарова, пер. с англ., в. 1—4, М., 1979—86; 4) Суц и с к и я М. М., Резонансное неупругое рассеяние света в кристаллах, «УФН», 1966, т. 154, в. 1, с. 255; 5) Суц и с к и я М. М., Современная теория комбинационного рассеяния света, М., 1969; 6) Ш о р ы т ы И. П., О в а н ь е р Д. И., Резонансное комбинационное рассеяние света молекул, гли и кристаллами, в кн.: Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света, М., 1978; 6) Суц и с к и я М. М., Вынужденное рассеяние света, М., 1985; 7) Колебания молекул, 2 изд., М., 1972; 8) Рассеяние света в кристаллах, ноябрь, М. Корюкин Г. Гонтарова, пер. с англ., в. 1—4, М., 1979—86; 9) Суц и с к и я М. М., Резонансное неупругое рассеяние света в кристаллах, «УФН», 1966, т. 154, в. 1, с. 255.

**КОМБИНАЦИОННЫЕ ТОНА** — тона, возникающие в нелинейной акустич. системе при наличии двух или неск. синусоидальных звуковых колебаний. Если  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — частоты двух первичных синусоидальных тонов, то К. т. имеют частоты  $\omega_0 \pm m\omega_2$ , где  $l$  и  $m$  — любые целые числа. Амплитуда К. т. представляет собой произведение амплитуд первичных тонов, и поэтому К. т. становятся заметными только при достаточно большой интенсивности звука. К. т., возникающие в слуховом аппарате человека при воздействии на него звука большой интенсивности, наз. субъективными (т. н. тона Тарпини). Теория этого явления впервые была дана Гельмгольцем, к-рый объяснил появление К. т. лишь нелинейностью механич. системы слухового аппарата, а именно — барабанной перепонки. Поевский представлял его восприятие звука приводит к заключению, что сам нервный аппарат восприятия является существенно нелинейным, что, по-видимому, служит основной причиной образования субъективных К. т.

Практически плав. значение имеет разностный субъективных тон с частотой  $\omega_1 - \omega_2$ . Наличием его можно

объяснить тот факт, что звук большой интенсивности кажется более богатым низкими тонами. Разностный тон определяет также способность уха возмещать низкие тона, срезаемые при передаче звука по каналам связи. Суммой тон (частота  $\omega_1 + \omega_2$ ) и др. К. т. более высокого порядка являются гораздо более слабыми и часто лежат вне слышимого диапазона частот.

Объекты и в ны и наз. К. т., образующиеся вне человеческого уха, напр. благодаря нелинейности самого источника звука или звукопроводящей среды (см. *Нелинейная акустика*).

К. т. находят широкое применение при измерении частот и фаз акустических сигналов, для исследования нелинейных искажений в акустической аппаратуре, при параметрическом излучении звука (см. *Параметрическое возбуждение колебаний*), а также имеют большое значение в теории музыкальных инструментов.

Лит.: Дамб Г., Динамический теория звука, пер. с англ. М., 1960.

**КОМБИНАЦИОННЫЙ ЛАЗЕР** — нелинейно-оптический преобразователь когерентного света на основе вынужденного рассеяния (ВР). Назван также *лазером*, хотя в нём происходит не вынужденное излучение, а вынужденное рассеяние света.

При возбуждении нелинейной среды (газа, жидкости, твёрдого тела) светом с частотой  $\nu_n$  (накачкой) носителя в результате ВР преобразуется в излучение другой, обычно низкочастотной (стоксовой) частоты  $\nu_c = \nu_n - \Delta\nu_c$ , где  $\Delta\nu_c$  — стоксов сдвиг, зависящий от вида ВР и свойств среды. При таком

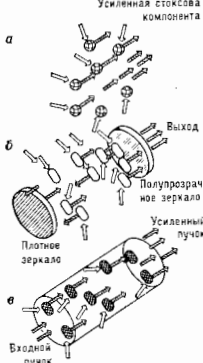


Рис. 1. Принцип действия основных типов комбинационных лазеров; световые стрелки — фотоны накачки; заштрихованные стрелки — рассеяние (стоксовы) фотоны; кружки и овалы — центры рассеяния; а — суперлюминисцентный усилитель; б — генератор; в — импульсный усилитель с насыщающим внешним стоксовым сигналом.

преобразовании частоты существенно меняются характеристики света: увеличивается его интенсивность, направленность, относит. диапазон перестройки частоты. Для создания К. л. используются почти все виды ВР, а особенно часто вынужденное *комбинационное рассеяние света* (ВКР) [1, 2] и вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюана (ВРМБ) [3] (см. *Вынужденное рассеяние света*).

К. л. можно условно разделить на три осн. типа (рис. 1): суперлюминисцентные усилители, комбинационные генераторы и комбинационные усилители с насыщающим внешн. сигналом. В суперлюминисцентном усилителе (рис. 1, а) спонтанно рассеянный свет усиливается до уровня, сравнимого с накачкой на одном (или нескольких) проходе пучка накачки через среду с высоким инкрементом усиления. Если считать, что рассеивается каждый фотон, то предельный кид частотного преобразования К. л. равен отношению энергии рассеянного фотона к энергии фотона накачки:  $\eta = \nu_c/\nu_n = (\nu_n - \Delta\nu_c)/\nu_n$  и при  $\Delta\nu_c \ll \nu_n$  может приближаться к 1. Однако высокий кид в суперлюминисцентном усилителе получить не удастся вследствие развития не одной, а нескольких стоксовых и антистоксовых компонент. Суперлюминисцентный усилитель не уменьшает также расходимость пучка по сравнению с пучком накачки.

Комбинац. генератор (КГ) представляет собой усилитель, помещенный в *оптический резонатор*, поэтому энергетич., временные и пространств. характеристики генерируемого излучения определяются свойствами резонатора (рис. 1, б). Так, напр., с помощью резонатора расходимость пучка может быть уменьшена до минимально возможной, определяемой *дифракционной расходимостью*. Однако и в КГ невозможно добиться 100% квантового выхода накачки в первую стоксовую компоненту, т. к. очень трудно подвзять вторую.

От этих недостатков свободен третий тип К. л. — усилитель-преобразователь с насыщающим внешн. сигналом (рис. 1, в), в качестве к-рого обычно берётся нуток от КГ на стоксовой частоте. В этом случае практически все фотоны накачки преобразуются в стоксовы и т. к. на входе нет второй стоксовой компоненты, то в таком усилителе она развиться и не будет. Т. о., в этом типе К. л. можно получить кид преобразования, близкий к предельному, а пучок на выходе — с дифракц. расходимостью. Такой усилитель может быть попутным (накачка и сигнал идут примерно в одном направлении) или встречным (накачка и сигнал идут навстречу друг

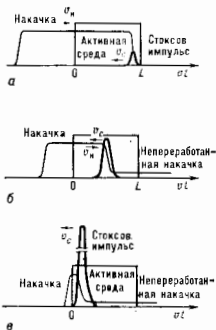


Рис. 2. Преобразование длинных импульсов накачки в короткие стоксовы импульсы (временная компрессия) во встречном комбинационном усилителе с насыщающим внешним сигналом.

гу). Встречная схема менее удобна, чем попутная, т. к. при одном и том же инкременте усиления во встречном варианте требуется более интенсивный входной сигнал. Однако встречный усилитель позволяет осуществлять временное сжатие (компрессию) импульса накачки за счёт усиления значительно более короткого встречного стоксова импульса (рис. 2) [4]. В момент, когда передняя половина импульса накачки (длительность  $T_n$ , скорость  $v_n$ ) заполнила среду длиной  $L = (\frac{1}{2})T_n v_n$ , в неё с противоположной стороны входит короткий стоксов импульс длительностью  $T_c \ll T_n$  (рис. 2, а). Двигаясь со скоростью  $v_c$  в возбуждённой среде навстречу импульсу накачки (рис. 2, б), короткий стоксов импульс «переканчивается» в себя значит. часть её энергии (фотоны накачки переходят при рассеянии в стоксовы фотоны). В результате мощность стоксова импульса может многократно превзойти первонач. мощность накачки (рис. 2, в).

Применение профилированных импульсов накачки и стоксова сигнала (от сленк. внешн. источников) позволяет преобразовать длинные импульсы (~10–20 нс) из одной области спектра в короткие импульсы ( $\ll 1$  нс) др. частоты [4, 5].

Рабочие частоты совр. К. л. охватывают разл. участки спектра от УФ- до среднего ИК-диапазона. Эти частоты определяются рабочими частотами лазеров, пригодных для использования в качестве источников накачки, а также величиной  $\Delta\nu_c$ , к-рая в зависимости от вида рассеяния может быть от  $10^{-2}$  до  $4,15 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>. Для К. л. УФ- и видимого диапазонов источниками накачки служат *экзимерные лазеры* на молекулах KrF, XeCl, XeF с длинами волн л соответственно 249, 308, 353 нм [6]. Для накачки К. л. видимого и ближнего ИК-диапазона используются *лазеры на красителях* и *твердотельные лазеры*. К. л. среднего ИК-диапазона

(напр., перестраиваемые от 13 до 17 мкм) на вращ. Уровнях парадорда накаиваются  $\text{CO}_2$ -лазером ( $\lambda_n = 9,6-10,6$  мкм).

Перестройка частоты К. л., как правило, осуществляется перестройкой  $\nu_n$ , однако в К. л., основанных на ВР света на сплывовых подуровнях полупроводника в магн. поле и на ВР на поляритонах в ионном кристалле, возможна также плавная перестройка изменением  $\Delta\nu$  соответственно магн. полем и поворотом кристалла.

Энергия, мощность и интенсивность К. л. определяются энергией и мощностью накачки, а также типом К. л. и его конструкцией (рис. 3) [1]. Практически энергия К. л. ограничивается энергией накачки, т. е. лишь незначит. её часть, равная  $\Delta\nu/\nu_n$ , идёт на нагрев среды. Наиб. часто нелинейными средами в К. л. являются сжатые газы (водород, дейтерий, метан),

**КОМБИНИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ ДЕТЕКТОРОВ** — совокупность совмещённых в единой эксерим. установке однотипных или различающихся по принципу действия, конструкции и назначению детекторов частиц, позволяющая получать детально информацию о свойствах и взаимодействии элементарных частиц и атомных ядер. С помощью К. с. д. удаётся измерять сечения взаимодействий и образования элементарных частиц, ядер и т. п. резонансов, осуществлять поиск новых частиц и исследовать их свойства; определять времена жизни и способы (м. о. д.) распада нестабильных частиц, изучать характеристики взаимодействия элементарных частиц, в т. ч. на кварк-глюонном уровне (см. *Квантовая хромодинамика*), и т. н.

К. с. д. являются основной эксерим. базой каждого совр. ускорителя. Их размеры достигают десятков метров, масса  $\sim 10^6-10^8$  т, кол-во каналов информации до  $10^5$ , численность персонала — многих десятков человек, затраты на сооружение — значит. долю стоимости всего ускорит. комплекса.

Наиб. простые К. с. д., в к-рых разные методы регистрации частиц совмещены в едином приборе, наз. гибридными детекторами. Более сложные К. с. д., позволяющие определять координаты точек траектории частиц, их число, заряд, импульс (энергию), массу и т. д., наз. спектрометрами и, спектрометры, содержащие детекторы разных типов, наз. гибридными. Примером последних может служить т. н. Европейский гибридный спектрометр (CERN), к-рый наряду с электронными детекторами содержит *пузырьковую камеру* с коротким (порядка 0,1 с) рабочим циклом, осмещаемую по сигналу эксериментальных детекторов (триггеру).

Крупномасштабным спектрометрам, как и ускорителям, присваивают собств. имена: Аргус, Тассо (ФРГ), Бис, Гиперон (ОИЯИ), Делфи, Омега, Гелиос (CERN), Икар (ЛИЯФ), Кусо, Марк II и III (США) и др.

Необходимость изучать редкие и сложные процессы при интенсивном фоне посторонних событий предъявляет жёсткие требования к точности измерений характеристик первичной и вторичных частиц (включая нейтральные), а также к достоверности их идентификации. Эффективность регистрации быстрых частиц (в тесном угле, близком к  $4\pi$ ) достигает 100%; точность измерения координат их траекторий порядка 0,1 мм; импульсы (энергии) первичной частицы — долей %, а вторичных порядка неск. %, достоверность идентификации первичных адронов ок. 100%, вторичных до 90% и выше, электронов и мюонов более 99,99%.

Потоки частиц, проходящих через К. с. д., достигают  $10^8-10^{12}$  с $^{-1}$ . Сложность обработки результатов измерений при большом числе каналов информации и высокой скорости регистрации событий, как правило, не позволяет анализировать их в реальном масштабе времени. Поэтому информацию записывают, напр., на магн. ленту и обрабатывают по окончании эксеримента.

**Структура** большинства К. с. д. сходна, хотя выбор, кол-во, размеры и расположение их элементов зависят от конкретной задачи. Наиб. типичные элементы: мишень, где взаимодействует первичная частица; окружающий мишень т. п. порциальный детектор, к-рый фиксирует продукты взаимодействия и определяет направление их вылета; координатные детекторы, локализирующие траектории первичной и вторичных частиц; спектрометрич. детекторы, измеряющие импульсы вторичных частиц или их энергию; идентификаторы вторичных адронов, электронов, мюонов.

Мишень представляет собой неподвижный образец, облучаемый пучком частиц (фиксированная мишень), либо сам сталкивающийся частицы встречных пучков ускорителя — коллайдера. Для исследования элементарного акта на ускорителях с фиксиро-

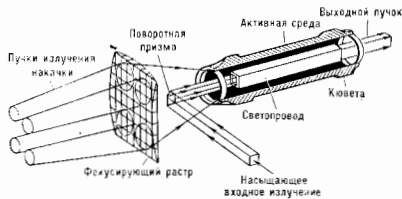


Рис. 3. Конструкция мощного комбинационного лазера (использующего вращающимся внешним сигналом) с растрово-светопроводной системой накачки.

жидкости (жидкий азот и кислород), твёрдые тела как кристаллические (полупроводники, ионные кристаллы), так и аморфные (стекловолокно). Для оптич. растрово-одноуровневой накачки используются растровые фокусирующие системы в сочетании со светопроводами. К. л. широко используются на практике для решения таких актуальных проблем квантовой электроники, как создание мощных перестраиваемых лазерных источников в новых участках спектрального диапазона; увеличение плотности энергии, а также интенсивности мощного лазерного излучения при одноврем. уменьшении расходимости пучка (увеличение яркости источника). При этом возможно объединение (суммирование) энергий и мощностей век. лазеров в одном растрово-когерентном пучке (т. н. когерентное суммирование) [1, 6].

Лит.: 1) Басов Н. Г., Граскок А. З., Зубарев В. Г., Комбинированные лазеры, «Природа», 1978, № 12, с. 38; 2) Граскок А. З., Комбинированные лазеры, «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 3, с. 489; 3) Рагулявский В. В., Лазеры на вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюана, «Тр. ФИАН», 1978, т. 85, с. 3; 4) Мургауэу Ж. К. и др., Rapid pulse compression of eximer lasers for application to laser fusion, «IEEE J. Quant. Electronics», 1979, v. QE15, № 5, p. 342; 5) Fedosejeva R., Offenberger A. A., Subnanosecond pulses from a KrF laser pumped SF $_6$  Brillouin amplifier, «IEEE J. Quant. Electronics», 1985, v. QE 31, № 10, p. 1558; 6) Stimulated Raman and Brillouin scattering for laser beam control, «J. Opt. Soc. Amer. (JOSA)», 1986, v. 3, № 10, p. 1329.

А. З. Граскок

**КОМБИНИРОВАННАЯ ИВЕРСИЯ** (СР-инверсия) — операция одноврем. проведения двух преобразований: *зарядового сопряжения* (С) — замены всех частиц физ. системы на их античастицы (и наоборот) и *пространственной инверсии* (P) — изменения знаков всех координат частиц ( $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ). Термин предложен Л. Д. Ландау после открытия несохранения пространства, чётности в слабом взаимодействии, когда была высказана гипотеза (Ландау, Ли, Янг) о том, что любые взаимодействия в природе инвариантны относительно операции СР. В современной литературе практически не употребляется. См. СР-инвариантность.

ванной мишенью, как правило, применит лёгкие вещества ( $H_2$ ,  $D_2$ ), а для изучения столкновений частиц и ядер с ядрами — более тяжёлые, вплоть до  $U$ . Часто используются т. н. поляризованные мишени, содержащие заметную долю поляризованных ядер водорода (см. *Ориентированные ядра*).

Первичный пучок в опытах с неподвижной мишенью создаётся выходом части ускоренного пучка (вышедший пучок) либо рассеиванием его на внутр. мишени ускорителя. В последнем случае неоднородный по составу расходящийся пучок формируется в моноимпульсном и коллимированном с помощью магнитов и фокусирующих магн. линз. Момент прохождения каждой частицы пучка фиксируется быстродействующими триггерными счётчиками (как правило, сцинтилляционными), а её идентификация чаще всего осуществляется черенковскими детекторами. Расстояние, необходимое для формирования смешанных адронных пучков при импульсах частиц порядка  $10^8$  ГэВ/с, составляет 400 м и более.

**Вершинный детектор** непосредственно окружает мишень (в случае встречных пучков — место встречи) и имеет эффективность регистрации вторичных частиц  $\sim 100\%$ , простраивает разрешение 10—30 мкм. Это, в основном, прецизионные проволоочные многослойные *пропорциональные камеры* и *дрейфовые камеры*, кремниевые *микростриповки* (с полускользящими электродами) детекторы (см. *Полупроводниковый детектор*), реже — др. трековые детекторы частиц. В последнем случае мишень (в т. ч. жидководородная) может находиться внутри вершинного детектора, напр. стримерной или тяжеложидкостной пузырьковой камеры. Иногда ф-ция мишени и вершинного детектора совмещаются (стенка *ядерных фотографических эмulsion*; пузырьковые камеры с жидкими  $H_2$ ,  $D_2$ , не; водородная *ионизационная камера* высокого давления и т. п.).

**Координатные детекторы**, локализуящие траектории первичной и вторичных частиц, обладают пространств. точностью  $\sim 0,1-0,2$  мм при размерах в неск. м<sup>2</sup>. В случае неподвижной мишени для этих целей используются годоскопы сцинтилляц. детекторов и плоские проволоочные пропорциональные и дрейфовые камеры большой площади. В коллайдерах область столкновения частиц окружает многослойными проволоочными цилиндрич. пропорциональными и дрейфовыми камерами (т. н. центр. детекторы). Центр. детекторы позволяют не только реконструировать пространство, картину наблюдаемых многочастичных событий, но иногда идентифицировать вторичные адроны по ионизации в газе.

В К. с. д. очень больших размеров, применяемых, напр., для исследования космич. излучения или поиска распада протона, где использование проволоочных камер нецелесообразно (но экономич. соображениям), применяют *годо скопы* с ионизационными камер, импульсных *разрядных трубок*, стримерных трубок, жидкостных и пластмассовых *сцинтилляционных детекторов* и т. н. В этом случае координатная точность определяется размерами ячейки годоскопа (см. *Газоскоп счётчиков*). При регистрации линии частиц его ось удаётся локализовать со значительно более высокой точностью, если определить положение центра «тяжести» амплитудного распределения сигналов, используя информацию об энергоделиении в неск. соседних годоскопич. каналах (см. также *Координатные детекторы*).

**Спектрометрия вторичных частиц** осуществляется по отклонению в магн. поле или с помощью ионизационных и черенковских калориметров. В первом случае в состав К. с. д. вводят магнит с центральным или др. координатными детекторами, что позволяет определить импульс каждой вторичной частицы по кривизне её траектории в магн. поле (см. *Магнитный спектрометр*).

**Калориметры** (спектрометры полного поглощения) измеряют энергию  $\epsilon$  и координаты оси адронного или эл.-магн. ливня, что особенно важно в случае нейтральных частиц. Точность измерений пропорц.  $\epsilon^{-1/2}$ . Поэтому значение калориметрич. метода возрастает с увеличением энергии частиц. Малое время формирования ливневого сигнала в сцинтилляционных и черенковских калориметрах позволяет использовать его при создании быстрого триггера К. с. д. (см. ниже).

**Идентификация частиц** осуществляется путём оценки их массы (заряд. адроны) либо по характеру распада или взаимодействия с веществом (электронам,  $\gamma$ -квантам, нейтральным мезонам и барions, мюонам, нейтрино). Для оценки массы, кроме импульса или энергии, определяют скорость  $v$  частицы во времени пролёта с помощью сцинтилляц. и искровых счётчиков или по интенсивности и углу излучения Вавилова — Черенкова (*черенковские счётчики* — пороговые, дифференциальные и с регистрацией колец излучения Вавилова — Черенкова) либо определяют её *лорентц-фактор (отношение полной энергии частицы к массе покоя) по производимой частицей ионизации или интенсивности рентг. *переходного излучения* в слоестом радиатора. При этом ионизирующую способность частиц измеряют в многослойных пропорциональных и дрейфовых камерах, в т. ч. с продольными дрейфом электронов, а также в *стримерных камерах*. Рентг. переходное излучение регистрируют детекторами, содержащими неск. рядов многослойных радиаторов из тонких плёнок лёгкого вещества ( $Li$ , полипропилен и т. н.) и пропорц. камер с тяжёлым газом ( $Xe$ ), эффективно регистрирующих рентг. кванты с энергией  $\sim 5-20$  кэВ. Такие *переходного излучения детекторы* способны достоверно выделять вторичные электроны на фоне полного члса др. частиц.*

Быстрые *мюоны* идентифицируют по их способности проходить через толстые слои вещества, а медленные — по электронам распада, к-рые регистрируются с временной задержкой  $\sim 10^{-8}$  с.

Нейтральные вторичные частицы идентифицируют с помощью кинематич. анализа, привлекая характеристики заряд. частиц, сопровождающих их рождение, взаимодействие, распад.

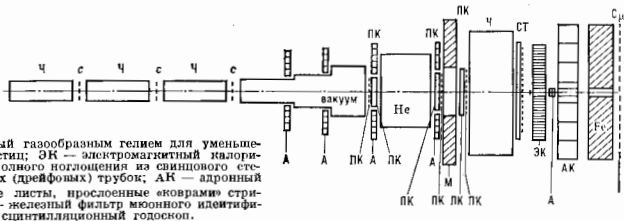
**Триггер**. В общем случае — это иерархич. система реализуемых с помощью электроники последовательно усложняющихся логич. решений, к-рые управляют обработкой сигналов, поступающих от детекторов, и потоками информации. Время принятия решения должно соответствовать быстродействию детектора. Поэтому каждое последующее более сложное и требующее большего времени решение принимается с учётом данных, поступающих от менее быстродействующих, но более информативных детекторов.

Различают неск. уровней триггеров. Быстрый триггер (триггер первого уровня) формируется за время до 100 нс сигналами наиб. быстрых детекторов — сцинтилляционных и черенковских. Требования точного временного совпадения таких сигналов и высокая стоимость быстрой электроники ограничивают этот триггер простыми логич. операциями (см. *Логические схемы*). Триггер второго уровня принимает более сложные решения за время до 1 мкс, используя сигналы от разл. электронных детекторов, включая пропорциональные и дрейфовые. При этом кроме сложных логич. операций может производиться и простейший кинематич. анализ с привлечением спец. процессора. В триггере третьего уровня с характерным временем  $\sim 10$  мкс уже используется информация от быстрых зарядо-, амплитудно-и времяцифровых преобразователей, к-рая обрабатывается с помощью спец. процессора или программируемого микропроцессора. Здесь, напр., анализируются кривизна

траекторий частиц в магн. поле, энергоснабжение в годоскопии, элементал. калориметра и т. п. Последняя ступень перед записью — фильтрация данных — осуществляется с помощью мини-ЭВМ в течение 10—400 мс. На этой стадии, определяющей скорость накопления статистики, происходит распознавание события с учётом полной информации, поступающей от детекторов, после чего оно регистрируется, напр. на магн. ленте. При формировании и преобразовании информац. сигналов, создании триггера разного уровня, хранения и передаче данных используются аналоговые и цифровые электронные устройства, для к-рых разработан ряд стандартов (НИМ, КАМАК, ВЕКТОР, СУММА и др., см. Автоматизация эксперимента).

Обработка записанной информации требует применения быстродействующих ЭВМ. Каждое зарегистрированное событие содержит обширную координатную, временную и амплитудную информацию объёмом до  $10^4$  бит. Обработка данных включает их декодирование, восстановление пространств, положений каждого трека и привязку результатов спектрометрич.

Рис. 1. Схематическое изображение спектрометра ИСТРА: М — магнит;  $Ч_1$ — $Ч_4$  — пороговые черенковские счётчики;  $С_1$ — $С_4$  — годоскопические сцинтилляционные счётчики, включённые в схему совпадений;  $A_1$ — $A_4$  — годоскопические сцинтилляционные антисовпадательные счётчики; ПН<sub>1</sub>— $ПН_4$  — координатные пропорциональные камеры (с проволочками во взаимно перпендикулярных направлениях); Не — объём, заполненный газообразным гелием для уменьшения микронатного рассеяния частиц; ЭК — электромагнитный калориметр; СТ<sub>1</sub>— $СТ_2$  — координатный спектрометр полного поглощения из свинцового стекла; СТ<sub>3</sub> — годоскоп стримерных (дрейфовых) трубок; АК — адронный калориметр, содержащий стальные листы, прослоенные евокрамом стримерных (дрейфовых) трубок; Fe — железный фильтр мюонного идентификатора;  $С_д$  — мюонный сцинтилляционный годоскоп.



измерений в абс. энергетич. шкале (с учётом данных калибровки детекторов). Восстановленная пространств. картина визуализируется для контроля на экране дисплея. После анализа отд. событий и идентификации продуктов взаимодействия проводится статистич. обработка, коррелиц. анализ, группировка событий по разл. признакам и т. п. Обработка фильмовой информации от трековых детекторов дополнительно включает ручной или автоматизированный поиск нужных треков среди множества фоновых и измерение их параметров с записью для дальнейшего анализа (см. Анализ данных).

Контроль и калибровка К. с. д. необходимы для поддержания стабильных условий работы и абс. привязки результатов координатных и амплитудных измерений (автоматич. контроль тока в магнитах, темп-ры, состава и давления газа в газоразрядных детекторах, напряжения питания детекторов и др.). Для калибровки спектрометрич. каналов используются эталонные радионуклиды, светодиоды и лазеры (калибровка фотоумножителя), прецизионные генераторы импульсов. В ряде К. с. д. предусмотрен периодич. контроль стабильности триггера и эффективности фильтрации данных путём генерации искусств. событий. Примеры крупномасштабных К. с. д. ИСТРА и ГЕЛИОС показаны на рис. 1 и 2.

Спектрометр ИСТРА, установленный в смешанном адронном пучке ускорителя У-70 (ИФВЗ) с энергией 70 ГэВ, предназначен для регистрации редких распадов пионов и каонов, идущих с вероятностью порядка  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  относительно основных мод распада. Спектрометр содержит годоскопы сцинтилляционных совпадательных счётчиков, локализирующих траектории пионов и каонов, и идентифицирующие их пороговые черенковские детекторы (рис. 1). Координаты заряж. продуктов распада, происходящего в вакуумированном объёме, к-рый окружён антисовпадательными

сцинтилляц. счётчиками (см. Совпаденый метод), регистрируются проволочными пропорц. камерами ПН<sub>1</sub>— $ПН_4$ , расположенными до и после магнита. Это позволяет определять импульсы вторичных частиц по отклонению в магн. поле.

Энергия и координаты вторичных  $\gamma$ -квантов и электронов измеряются эл.-магн. калориметром ЭК, а энергия вторичных адронов — адронным калориметром АК. Оконечный элемент спектрометра — мюонный идентификатор  $С_д$ . В экспериментах на этом спектрометре получены прецизионные данные о вероятностях распадов каонов:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu^0 \bar{\nu}^0; K^+ \rightarrow \pi^+ \nu^0 \bar{\nu}^0; K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \nu^0; \\ \pi^0 \rightarrow 4\gamma; K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \nu^0; K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \nu^0.$$

Спектрометр ГЕЛИОС используется для изучения взаимодействий ускоренных ядер O и S (с энергией порядка 200 ГэВ/нуклон) с тяжёлыми ядрами. Он позволяет измерять спектры вторичных частиц, исследовать их корреляции, идентифицировать электроны, мюоны,

нейтрино и т. д. В ЦЕРН'е он имеет секционированную активную мишень в виде 200 катодных проволочек пропорц. камеры ПМ (рис. 2), натянутых в плоскости пучка в поперечном эм направлении (шаг 0,5 мм). Малая толщина проволочек (100 мкм, т. е. менее  $10^{-3}$  ядерного пробега) и амплитудный анализ сигналов позволяют свести к минимуму вклад вторичных взаимодействий в мишень. Использование проволочек из разл. материалов при идентификации точки взаимодействия даёт возможность исследовать изменение характеристик процесса столкновения ядро-ядро с ростом ат. номера Z вещества мишени. Для повышения вероятности попадания первичных частиц на мишень используется «клетчатый» пучок, состоящий в поперечном горизонтальном и сжатый в вертикальном направлениях.

Первичный детектор КД — кремниевый микростриповый с координатным разрешением 10 мкм. Для измерения импульсов вторичных частиц, вылетающих из мишени (множественность рождения до  $10^3$ ), используется т. п. нерешетч. магн. спектрометр, содержащий прецизионные многотречковые дрейфовые камеры ДК с пространства. разрешением 80 мкм, что обеспечивает точность измерений импульса порядка 0,001 ГэВ/с. Отделение вторичных электронов от адронов производится с помощью расположенного за магн. спектрометром 8-слойного детектора рентг. переходного излучения.

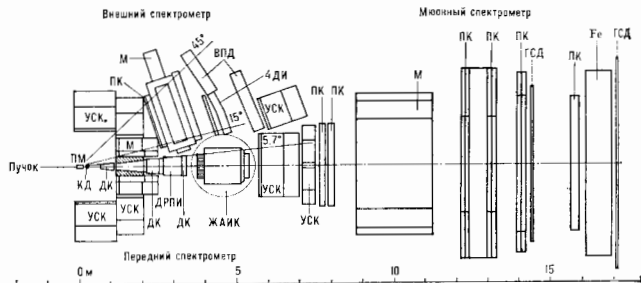
Информация о рождении нейтрино получается из измерений полного энергоснабжения продуктов взаимодействия. Энергия вторичных адронов измеряется с помощью калориметров — ионизационного жидкоаргонового с урановыми поглотителями и сцинтилляционных — уранового, прослоенного пластинами из органич. сцинтиллятора, и железного, используемого в качестве поглотителя ядро магнита. Толщина вещества этих калориметров отвечает 10 ядерным про-

бегам частиц, а точность измерения суммарной энергии ок. 1,3% при энергии 450 ГэВ.

Внеш. магн. спектрометр служит для анализа частиц, вылетающих под углами  $15^\circ$ – $45^\circ$  к пучку (в лаб. системе координат). Эти частицы идентифицируются по измерению времени пролёта или радиуса изображения колды излучения Вавилова — Черенкова в черенковском детекторе.

Быстрые мюоны идентифицируются по их способности пройти через толстый железный экран (Fe, порог 3,5 ГэВ), а их импульсы с точностью до 0,02% измеряется пропорц. камерами ПК<sub>0-6</sub> по отклонению в магн. поле сверхпроводящего магнита  $M_1$ .

Рис. 2. Схематическое изображение К. с д. ГЕЛИОС: ПМ — проволочная активная мишень; КД — 4-слойный микроструктурный кремниевый вершинный детектор; ДК — прешаиновые микротравные дрейфовые камеры; ДРПИ — 8-слойный детектор рентгеновского перекрестного излучения;  $M_1, M_2$  — магниты; УСК — уравновешивающие калориметры; ЖАИК — жидкокарионовый ионизационный калориметр с уравновешивающими преобразователями; ВПД — времяпролётный детектор ЧДИ — черенковский детектор-идентификатор; ПК — координатные пропорциональные камеры; ГСД — гомодинамические свинцово-дициллионные детекторы; Fe — железный мюонный фильтр.



Большое кол-во детекторов позволяет варьировать триггер, оптимизируя его для каждой конкретной задачи. В частности, при изучении ядро-ядерных столкновений отбираются события с большим «неперечисляемым» энерговыделением, т.е. события, сопровождающиеся высокой множественностью рождения вторичных адронов, вылетающих под большими углами и с большим импульсом.

Лит.: Ballam J., Watt R. D., Hybrid bubble chamber systems, «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1977, v. 27, p. 75; Fabelin C. W., Fischer H. G., Particle detectors, «Repts. Progr. Phys.», 1980, v. 43, p. 1003; Kleinknecht K., Particle detectors, «Phys. Repts.», 1982, v. 84, p. 87; Gidal G., Armstrong B., Rittenberg A., Major detectors in elementary particle physics, 2 ed., (s. l.), 1985 (Publ. LBNL, № 91, Suppl.), California Univ. Berkeley. Lawrence Berkeley Lab.

Г. И. Мерзон.

**КОМБИНИРОВАННЫЙ РЕЗОНАНС** — возбуждение квантовых переходов между магн. подуровнями электрона переменным электрич. полем  $E$ . К. р. отличается от **электронного парамагнитного резонанса** (ЭПР),

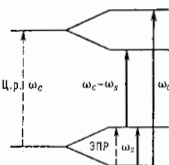


Схема расщепления уровней Ландау на спиновые подуровни, стреловые линии указывают циклотронный (Ц.р.) и парамагнитный (ЭПР) резонансы, сплошные стрелки — комбинационный резонанс.

к-рый возбуждается переменным магн. полем. К. р. обусловлен взаимодействием между спиновым магн. моментом  $\mu$  электрона и полем  $E$  (см. **Спин-орбитальный взаимодействие**). К. р. в твердых телах предсказан для зонных носителей заряда в кристаллах, для к-рых он может превышать по интенсивности ЭПР на 7–8 порядков [1].

В отсутствие спин-орбитальной связи электроны в постоянном однородном магн. поле  $H$  совершают два

независимых движения: орбитальное, описываемое квантованием Ландау, и спиновое. Переходы между **Ландау уровнями** возбуждаются переменным электрич. полем и отвечают **циклотронному резонансу** (Ц.р.). Они происходят на циклотронной частоте  $\omega_c = -eH/mc$  ( $e$  — заряд электрона,  $m$  — его эфф. масса). Переходы между двумя спиновыми уровнями, принадлежащими одному уровню Ландау, возбуждаются переменным магн. полем, отвечают ЭПР и происходят на частоте, определяемой соотношением  $\hbar\omega_s = 2\mu H$  (рис.). Отношение интенсивностей Ц.р. и ЭПР определяется квадратом отношения электрич. дипольного момента перехода  $e\lambda_H$  для Ц.р.  $\lambda_H = (c|e|H)^{1/2}$  — т. н. магнитная

длина) к магн. моменту  $\mu \sim \mu_B = e\lambda/2$  для ЭПР ( $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\lambda_0 = \hbar/mc = 4 \cdot 10^{-11}$  см — **комптоновская длина волны**). В полупроводниках обычно  $\lambda_H \sim 10^8$  см, поэтому Ц.р. в  $10^{10}$  раз интенсивнее, чем ЭПР.

Спин-орбитальная связь нарушает автономность орбитального и спинового движений. В результате поле  $E$  действует не только на заряд электрона, но и на его спин, что вызывает К. р. Он возбуждается на частоте  $\omega_c$  и на комбинац. частотах  $\omega_c \pm \omega_s$  ( $n$  — целое число). Сильное воздействие поля  $E$  обеспечивает высокую интенсивность К. р. даже при относительно слабой спин-орбитальной связи. В результате интенсивность К. р. меньше интенсивности Ц.р. но может значительно превышать интенсивность ЭПР.

К. р. ниже **симметрии кристалла**, тем интенсивнее Ч. р. Резонанс на примесных центрах [Н. Влошберг (N. Bloembergen), 1961], как правило, слабее, чем для зонных носителей заряда [2].

К. р. был обнаружен на зонных электронах в  $n$ -InSb (на спиновой  $\omega_s$  и комбинационной  $\omega_c \pm \omega_s$  частотах), на зонных дырках в одноосно деформированном Ge, на центросимметричных примесных центрах в Si и Ge, на дислокациях в Si и др. К. р. является методом изучения тонких деталей зонной структуры кристаллов [2], симметрии примесных центров [3] и структурных дефектов в них [4].

Лит.: 1) Рашба Э. И., Свойства полупроводников с легкой структурой, «ФТТ», 1960, т. 2, с. 1224; 2) Рашба Э. И., Комбинированный резонанс в полупроводниках, «УФН», 1964, т. 84, с. 557; 3) Электрические эффекты в радиоспектроскопии. Сб. ст., под ред. М. Ф. Девятова, М., 1981; 4) Квандер В. В. и др., Комбинированный резонанс на дислокациях в кремнии, «Письма в ЖЭТФ», 1986, т. 43, с. 202.

Э. И. Рашба.

**КОМЕТЫ** (греч., ед. ч. комētēs, букв. — длинноволосый) — малые тела Солнечной системы с протяженными (до сотен млн. км) нестационарными атмосферами. От др. малых тел К. отличаются также физ. х-ми, и орбитальными характеристиками. С Земли наблюдаются именно атмосферы К., а не тела, их порождающие, — кометные ядра. Всего зарегистрировано появление более тысячи К.

Первыми зафиксировали в хрониках новоявление К. китайские астрономы (2296 до н. э.). В кон. 16 в. Тихо Браге (Т. Brahe) и его учениками было доказано, что К. являются самостоятельными космич. телами. На иринадлежность К. к Солнечной системе впервые указали в работах Э. Галлея (E. Halley) в кон. 17—1-й пол. 18 вв. Он вычислил орбиты нек-рых К. и предположил, что К., наблюдавшиеся в 1531, 1607 и 1682, были повторными новоявлениями одного и того же объекта (впоследствии эта К. названа его именем). В кон. 19 в. Ф. А. Бредлигинг [на основе формул Ф. В. Бесселя (F. W. Bessel)] была развита и усовершенствована т. н. механич. теория кометных хвостов. Совр. этап изучения К. характеризуется применением радиостр., ИК-, внеатмосферных УФ-лаб., лазерной, а также зануками космич. аппаратов к К. (Джайкюби — Цинсера, Галлея).

Ядра К. представляют собой глыбы неправильной формы с размерами от 10 м до ≈ 30 км, состоящие из затвердевшего льда  $H_2O$ . Лёд содержит летучие примеси: ацетиленит  $CH_3CN$ , синильную кислоту  $HCN$ , сероуглерод  $CS$  и др., преим. органич., вещества. Существование в ядрах очень летучих  $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $CO$  и т. н. маловероятно. Кроме льдов присутствует минеральный компонент — окислы кремния и металлов, а также углистые включения. Размеры частиц — от субмикронных (таких частиц большинство) до ~ 10 см.

С приближением к Солнцу летучие вещества и  $H_2O$  сублимируют, уносятся в атмосферу наиб. лёгкие пылинки. Для каждого гелиоцентрич. расстояния  $r$  существует значение радиуса ( $a$ ) частицы  $a_K(r)$  такое, что при  $a > a_K(r)$  частица не уносится потоком сублимата, а оседает на поверхности ядра. Поэтому в процессе орбитального движения происходит периодич. заныление поверхности ядра, наибольшее вблизи афелия. Ядра К., у к-рых нек-рые частицы не уносятся даже в перигелий, подвергаются вековому заполнению, приводящему к вековому ослаблению блеска.

Темп-ры кометных ядер зависят от  $r$ , состояния вращения ядра (периоды осевого вращения ядер от неск. часов до неск. суток), положения на поверхности ядра. Для каждого  $r$  можно указать три характерные темп-ры в подсолнечной точке (т. е. там, где лучи Солнца падают по нормали к поверхности): темп-ру обнажённого льда, внеш. поверхности минерального слоя и льда под им. Напр., для  $r=0,88$  а. е. расчёт даёт соответственно 196, 422 и 200 К, что довольно близко к результатам космич. эксперимента «Вега» (1986). Отражательная способность пылевых участков весьма мала, следовательно, заныленные ядра черны.

Атмосферы К. состоят из нейтрального газа, плазмы и пыли. Плотность кометной атмосферы зависит от  $r$  и расстояния от ядра  $R$ . Атмосферы нестационарны и резко неоднородны. Типичное значение концентрации молекулы (гл. обр.  $H_2O$ ) у дельной поверхности при  $r=1$  а. е. порядка  $10^{13}$  см $^{-3}$  и убывает с удалением от ядра по закону  $R^{-2}$  или быстрее. В радиусе неск. тыс. км происходит распад вышеназванных родительских молекул с образованием наблюдаемых радикалов  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $CN$ ,  $NH_2$ ,  $NH$ ,  $OH$ ,  $CH$ ,  $S_2$ , а также ионов  $CO^+$ ,  $CO_2^+$ ,  $CH^+$ ,  $N_2^+$  и  $OH^+$ . Продукты распада затем, в свою очередь, распадаются (впрям. за сутки) на отд. атомы и перестают излучать в видимом диапазоне (кроме атома кислорода).

Наибольшей протяжённостью (~  $10^6$  км) обладает ненаблюдаемая в видимом диапазоне водородная атмосфера, излучающая в основном в линии водорода  $L_{\alpha}$  (1216 Å). Видимая плотная часть атмосферы — голова К. (~  $10^6$  км) — светится гл. обр. в полосах молекул  $C_2$  и  $CN$ , интенсивности остальных эмиссионных линий. На экстремально малых  $r$  появляются эмиссионные линии металлов (раньше всего натрия).

Из перечисленных выше ионов наиб. устойчивы  $CO^+$  и  $N_2^+$ . Взаимодействуя с солнечным ветром и его магн. полем, они ускоряются до скоростей порядка  $10$ — $10^2$  км/с, образуя узкий и длинный плазменный хвост, в к-ром имеют место мя. виды плазменных неустойчивостей.

В околоядерных областях К. наблюдаются нестационарные пылевые выбросы и др. образования. Под действием давления света пыль уносится в сторону, противоположную Солнцу, формируя изогнутый пылевой хвост (лёгкие пылинки сильнее ускоряются и меньше отстают от движения К.). К. сильно отличаются по пылесодержанию, поэтому пылевые хвосты наблюдались не у всех К.

Орбиты К. Большинство К. движется по орбитам, близким к параболическим, однако существуют и периодич. К., общее свойство к-рых — группировка афелиев в районах орбит планет-гигантов, т. е. разделение К. на семейства Юпитера, Сатурна и т. д. Орбиты К. эволюционируют под действием гравитат. полей планет и негравитат. сил (вызванных реактивными действиями сублиматов).

Происхождение К. Проблема не решена. Наиб. правдоподобны три гипотезы. Первая [Г. В. Ольберс (H. W. Olbers), А. Дж. У. Кэмерон (A. G. W. Cameron)] рассматривает ядра К. как планетезимали, образовавшиеся на расстояниях 70—150 а. е. в эпоху формирования планетной системы из неярничной туманности (см. *Солнечная система*). Для трансформации кометных орбит, согласно этой гипотезе, требуется трансилуговая планета в зоне обращения К. Вторая гипотеза [Ж. Л. Лагранж (J. L. Lagrange), С. К. Везехватский] предполагает вулканич. выброс кометных ядер из поверхностей планет-гигантов. Третья [П. С. Лаплас (P. S. Laplace), Я. Х. Оорт (J. H. Oort)] предполагает захват К. планетами-гигантами после того, как кометные ядра попадают внутрь Солнечной системы из гелиоцентрич. облака К. (о бл а к о О ор т а), находящегося на расстоянии ~  $10^4$  а. е. от Солнца. Это облако могло быть образовано гравитат. выбросом ледяных тел из области планет-гигантов во время их формирования.

Лит.: Д об р о в о л о в с к и й О. В., Кометы, М., 1966; Ш у л ь в а и Л. М., Динамика кометных атмосфер, К., 1972; Шпильма в Астроном. журнале, 1986, т. 16, № 8—9; Nature, 1986, у. 321, № 6067, р. 259. Л. М. Шпильма.

**КОММУТАТОР** — операция в линейном пространстве, ставящая в соответствие любым двум элементам  $a$  и  $b$  третий элемент  $[a, b]$ , со свойствами: 1)  $[a\alpha + \beta b, c] = \alpha[a, c] + \beta[b, c]$  (линейность); 2)  $[a, b] + [b, c, a] + [c, a, b] = 0$  (антисимметричность); 3)  $[a, [b, c]] + [b, [c, a]] + [c, [a, b]] = 0$  (тождество Якоби), где  $\alpha, \beta$  — нек-рые числа. К. в алгебре наз. также произведением Ли. В ассоциативной алгебре К. задается выражением  $[a, b] = ab - ba$ . Если  $[a, b] = 0$ , то элементы  $a$  и  $b$  наз. коммутирующими.

К. элементов  $x, y$  группы  $G$  — её элемент  $[x, y] = xyx^{-1}y^{-1}$ , где в качестве групповой операции взято умножение. Действие  $[x, y]$  слова на произведение  $yz$  даёт  $zy$ . Если  $[x, y] = e$ , где  $e$  — единственный элемент группы  $G$ , то  $x$  и  $y$  перестановочны (коммутируют).

Алгебраич. понятие К. используют в квантовой механике. К. операторов  $A$  и  $B$  называется оператор  $[A, B] = AB - BA$ . см. *Перестановочные соотношения*.

С. В. Молодцов.  
**КОММУТАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ** — то же, что *перестановочные соотношения*.

**КОМПЕНСАТОР ОПТИЧЕСКИЙ** (от лат. *compensatio* — возмещая, уравнивающее) — оптич. устройство, с помощью к-рого путём сравнительно грубых перемещений оптич. элементов вводится небольшие разности хода в двух световых лучах или имеющаяся разность хода сводится к нулю или к любому значению, требуемому принципом измерений [1]. Обычно конструкция К. о. предусматривает и измерение вносимой



разности хода. Наиб. часто встречаются два типа К. о.

Интерферометрический К. о. применяется в двухлучевых *интерферометрах* для уравнивания разностей хода в интерферирующих лучах. Простейший К. о. такого типа — плоский параллельный пластина, вносящая разность хода, зависящую от угла падения на неё луча. Обычно на пути обоих интерферирующих лучей помещают две пластины равной толщины так, что вносимые разности хода компенсируются, если пластины строго параллельны. Поворот одной из пластинок создаст небольшую разность хода, измеряемую по углу поворота. Имеется ряд более сложных конструкций — К. о. с передвижным клином и т. п.

Поляризационный К. о. применяется для анализа состояния поляризации света. Основныи принципы устройства — преломление исследуемого света в свет, поляризованный линейно (при визуальных измерениях) или циркулярно (при фотоэлектрич. измерениях). При визуальных измерениях обычно применяют доплетные устройства, благодаря которым измерение производится путём уравнивания яркости двух полей (см. *Доплетные приборы*). Фотоэлектрические методы более быстры, удобны и точны [2].

Простейшим поляризационным К. о. является пластина четверть длины волны. Она ставится на пути исследуемого луча и поворачивается до тех пор, пока её оптич. оси не совпадут с осью эллипса колебаний. В этом положении пластинка  $\lambda/4$  превращает свет в поляризованный линейно, доплетная разность хода до 0 или  $\pi$ ; это положение фиксируется анализатором, стоящим за пластинкой и дающим в этом случае полностью затемнённое поле. Два измерения при разных ориентациях пластинки дают возможность найти два параметра эллипса колебаний (напр., ориентацию осей и их отношение). Недостаток такого К. о. — сильная зависимость вносимой разности фаз от длины волны. Существуют ахроматич. конструкции четвертьволновых приспособлений [3].

Устройства с неизменной разностью фаз часто наз. *фазосдвигающими* пластинами, а К. о. именуют преим. устройства, позволяющие менять разность фаз произвольно и непрерывно. Широко употреблены, напр., компенсатор Содеила. Он состоит из плоскопараллельной пластинки пост. толщины и плоскопараллельного блока переменной толщины, образованного двумя клинами, перемещающимися относительно друг друга. Все пластины вырезаны из дупреломляющего кристалла параллельно оптич. осей; осей клиннее параллельны и перпендикулярны осей первой пластинки. Существуют и др. конструкции К. о. [4]. Визуальные К. о. без доплетных устройств позволяют обнаружить разность фаз не более  $2 \cdot 10^{-3}$ ; при наличии доплетного устройства точность доводится до  $2 \cdot 10^{-4}$ , такова же точность фотоэлектрич. К. о. [5, 6].

В литературе под термином «К. о.» подразумевают также конструктивно близкие устройства иного ва-

значения. Так, при измерении степени поляризации частично поляризованного света на пути луча ставится плоскопараллельная пластинка, составляющая с направлением луча изменяемый и измеримый угол. При повороте её вокруг оси, параллельной её плоскости, меняется соотношение потерь на отражение лучей разл. поляризации, и следовательно, изменяется соотношение интенсивностей соответствующих прошедших лучей. Подобную пластинку также именуют К. о. Приспособления для компенсации вращения плоскости поляризации или фарадеевского вращения, для компенсации дисперсии в призмах рефрактометра Аббе и т. п. также наз. К. о.

К. о. широко применяются при изучении распределения напряжений в прозрачных объектах с помощью поляризованного света, при изучении структуры веществ, в сахариметрии, в кристаллооптике.

Лит.: 1) Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; 2) Аззам Р., Башара И., Эллипсометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981; 3) Кизель В. А., Красиков Ю. И., Шараев В. И., Ахроматические приспособления «М», «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 17, с. 461; 4) Горшков М. М., Эллипсометрия, М., 1974; 5) Васильев В. И., Оптика поляризационных приборов, М., 1969; 6) Clarke D., Grainger J., Polarized light and optical measurement, Oxf.—N. Y., 1971.

В. А. Кизель

**КОМПЛЕКСНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ** — то же, что *импеданс*.

**КОМПЛЕКСНЫХ УГЛОВЫХ МОМЕНТОВ МЕТОД** — см. *Резьба под углом метод*.

**КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ** — материалы, представляющие собой гетерогенные, термодинамически неравновесные системы, состоящие из двух или более компонентов, отличающихся по хим. составу, физ.-механич. свойствам и разделённых в материале чётко выраженной границей. Каждый из компонентов вводится в состав К. м., чтобы придать ему требуемые свойства, к-рым не обладает каждый из компонентов в отдельности. Комбинируя объёмное соотношение компонентов, можно получать материалы с требуемыми характеристиками: прочностными, радиопрозрачными, диэлектрическими, магнитными и др.

В большинстве случаев компоненты К. м. различаются по геом. признаку: напр., один из компонентов может быть непрерывным по всему объёму материала, в этом случае он наз. матричным или матрицей. Компонент же, являющийся прерывистым, раздельным в объёме материала, наз. армирующим или наволнителем. Деление компонентов на матричный и армирующий не имеет смысла, если оба компонента равнозначны по геом. размерам и форме (например, для слоистых К. м., состоящих из чередующихся слоев двух или более компонентов). Типичным примером К. м. является железобетон, в к-ром высокая прочность на сжатие бетона сочетается с прочностью на растяжение железных прутьев.

Интенсивное развитие конструкционных К. м. началось в 1960-х гг., когда благодаря успехам хим. технологии появились высокопрочные и высокомолекулярные (обладающие высокими модулями упругости)

Табл. 1. — Свойства некоторых неорганических армирующих волокон

Параметры	Борные	Углеродные		Карбид кремний		Стекловолокно	Стальная проволока
		Высокопрочные	Высокомодульные	Волокна	Нитридные кристаллы		
Диаметр, мкм . . . . .	100—400	5,5—11,5	5,5—11,5	100—140	0,1—0,2	8—13	150—200
Прочность, $10^8$ МПа . . . . .	28,0—42,0	30,0—38,0	20,0—24,0	20,0—40,0	80—120	35,0—42,0	36,0—42,0
Модуль упругости, ГПа . . . . .	38,0—44,0	250—280	400—600	400—550	490	95—110	200
Плотность, г/см <sup>3</sup> . . . . .	2,60	1,70—1,75	1,80—1,90	3,30—3,43	3,20	2,50—2,60	7,90

Физ. свойства	Конструкционные материалы					
	Боразовиний	Бормагий	Углеаэлюминий	Борпластик	Угле-пластик	Стекло-настик
Прочность, $10^2$ МПа . . . . .	12,0—16,0	12,0—15,0	9,5—12,0	12,0—14,0	12,0—16,0	2,8—4,3
Модуль упругости, ГПа . . . . .	220—230	220—230	140—250	220—250	160—190	13—19
Плотность, г/см <sup>3</sup> . . . . .	2,60	2,20	2,30—2,40	2,00	1,35—1,60	1,45—1,95
Коэф. термич. расширения, град . . . . .	5,0—5,6	5,2—5,8	6,8—7,6	3,8—4,2	-1,75—0,1	4,8—8,2
Теплопроводность, Вт/м·град . . . . .	82—87	66—72	102—168	0,43—0,55	0,48—0,58	0,20—0,35
Теплоемкость, кДж/кг·град . . . . .	0,92—1,02	0,95—1,05	0,84—0,9	1,04—1,30	0,92—1,30	0,70—1,20

\* При содержании волокон ~50% объёма, прочность и модуль упругости — в направлении волокон, теплофиз. свойства — при 20°С.

волокна: борные, углеродные, карбидокремниевые, оксидные, органика, волокна, нитевидные монокристаллы и др. Свойства некоторых видов волокон и армированных ими материалов приведены в табл. 1 и 2. Высокая прочность волокон объясняется их малым диаметром, т. к. вероятность того, что волокно содержит дефекты, способные вызвать хрупкое разрушение, падает с уменьшением его поперечного сечения. Нитевидные же монокристаллы, или «усы», имеющие практически совершенную, бездефектную струк-

туру, используются наполнителями в виде дисперсных порошков или гранул (рис. 1, а), волокнистые, армированные непрерывными или дискретными волокнами (рис. 1, б и в), в т. ч. нитевидными монокристаллами, и слоистые (пластинчатые). В зависимости от расположения армирующего компонента в материале К. м. могут быть изотропными или квазиизотропными (попершковые, дисперсно-упрочнённые, хаотично армированные дискретными частицами члгольчатой формы) и анизотропными (волокнистые или слоистые, в к-рых армирующие компоненты ориентированы в определ. направлениях). К композиционным относятся также материалы, получаемые направленной кристаллизацией сплавов эвтектич. состава. Такие К. м. более стабильны при нагреве в силу равновесных условий кристаллизации составляющих компонентов, к-рые являются фазами одного исходного сплава.

Методы получения К. м. Осн. фактором, определяющим выбор метода получения К. м., является технол. совместимость компонентов, т. к. возможно рауупрочнение волокон в результате хим. взаимодействия с матрицей в процессе изготовления К. м., а также их механич. повреждение. Наиб. часто используются технол. процессы: жидкофазные (пропитка волокнистой или порошковой арматуры полимерной или жидкометаллич. матрицей, направленная кристаллизация эвтектик); твердофазные (прессование, прокатка, экструзия, штамповка, диффуз. сварка и др.); осаждение матричного компонента на волокнах из парогазовой фазы, из растворов солей, плазменное напыление или эл.-хим. методы и др.; комбинированные методы, напр. плазменное напыление с последующим уплотнением диффузионной сваркой.

Если выбор армирующего компонента определяется назначением К. м., то в выборе матричного материала руководствуются гл. обр. уровнем рабочих темп-р. В К. м., подвергающихся нагреву не выше 150—200°С, используются в основном полимерная матрица — термостойкие и термопластичные смолы; полиамидные смолы выдерживают длит. нагрев до 300°С. При более высоких темп-рах используются К. м. с металлич. матрицей: до ~400°С — с алюминевой матрицей, до ~700°С — с титановой, до ~1200°С — с никелевой или хромовой матрицей. Для рабочих темп-р выше 1200°С рекомендуются керамич. матрицы. Металлич. К. м. помимо высокой теплоустойчивости обладают рядом др. преимуществ: более высокой трансверсальной (в поперечном отношении волокон направления) и сдвиговой прочностью, обусловленной более высокими прочностью, ударной вязкостью, тепло- и электропроводностью, свариваемостью и др. свойствами металлич. сплавов. Выбор компонентов высокотемпературных К. м. ограничивается и их совместимостью, т. к. при изготовлении или длит. работе в результате диффуз. процессов на границе раздела компонентов возможно образование хрупких прослоек в виде интерметаллидов и др. соединений, резко снижающих свойства К. м.

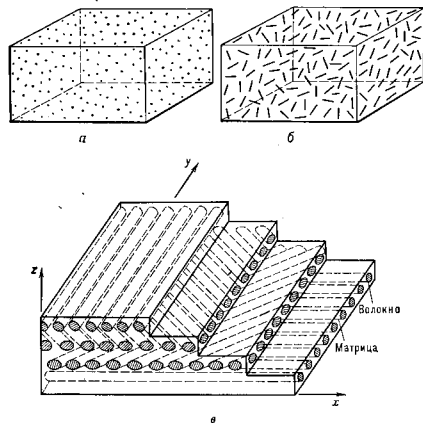


Рис. 1. Типы армирующих компонентов: порошковые (а), дискретные (б) и непрерывные (в) волокна.

туру, обладают прочностью, близкой к теоретической. Для реализации в К. м. свойств волокон или иных дискретных компонентов, напр. порошков, служит матрица, к-рая объединяет все компоненты К. м., защищает волокна от внеш. воздействия, способствует равномерному распределению нагрузок между отд. волокнами и позволяет создавать детали требуемой формы и размеров.

К. м. различают по природе компонентов, обычно матрицы, по геометрии армирующих компонентов, по расположению компонентов (схеме армирования). По природе матричного компонента К. м. разделяют на металлические, полимерные и К. м. с матрицей из неорганич. элементов или соединений (углерод, оксиды, карбиды, бориды и т. н.). По геометрии армирующих компонентов К. м. делятся на порошковые,

Свойства К. м. Тепло- и электропроводность, диэлектрич. и магн. проницаемости К. м. определяются соответствующими характеристиками компонентов с учётом их объёмного соотношения и структурных особенностей, а для анизотропных волокнистых К. м. — и направлением армирования. Эти характеристики с точностью, достаточной для практ. целей, могут быть вычислены по правилу аддитивности. Тому же правилу подчиняется и коэф. термич. расширения в соответствии с модулями упругости компонентов, что позволяет проектировать материал с заранее заданными свойствами. Напр., введение углеродных волокон в алюминиевые сплавы позволяет снизить их коэф. термич. расширения в неск. раз (в направлении волокон), а металлы, волокон и керамика, матрицу — существенно повысить её теплопроводность; металлонаполненные полимеры приобретают магн. свойства, высокую тепло- и электропроводность и т. д.

Прочность и жёсткость К. м. определяются гл. обр. свойствами высокопрочных и высокомодульных волокон, однако роль матрицы также существенна. При нагружении нитка несвязанных между собой волокон разрушение единичного волокна приводит к перегрузке остальных. Если же волокна находятся в вязкой матрице, то пластич. или упругая деформация матрицы вблизи места разрыва вызывает сдвиговые напряжения, к-рые постепенно увеличивают нагружение разорванных фрагментов волокна. Вследствие такого перераспределения напряжений через матрицу К. м. способен выдерживать значительно большие напряжения, чем такой же комплекс волокон и отсутствие матрицы. Естественно, что для перераспределения нагрузки путём сдвиговых напряжений необходимо в процессе изготовления К. м. обеспечить прочную связь между волокон и матрицей, в противном случае происходит выдёргивание концов разорвавшихся волокон из матрицы и неполная реализация их прочности. Эффективность упрочнения дискретными волокнами всегда несколько ниже. Поскольку нагрузка от матрицы на волокно передаётся посредством сдвиговых усилий, площадь поверхности волокон, т. е. отношение длины к диаметру, должна быть велика; для большинства К. м. критич. отношение длины к диаметру волокна, при к-ром оно получает нагрузку, способную его разорвать, равно 100 : 1.

Прочность при растяжении однонаправленного К. м. с непрерывными волокнами может быть оценена по ф-ле

$$\sigma_{км} = \sigma_f V_f + \sigma_m (1 - V_f),$$

где  $\sigma_f$  — прочность волокон,  $\sigma_m$  — напряжения в матрице в момент разрушения волокон,  $V_f$  — объёмная доля волокон в К. м. Для более точного расчёта прочности необходимо в эту ф-лу ввести ряд коэф., учитывающих дисперсию прочности волокон, их частичную ориентацию, наличие внутр. напряжений, пористости матрицы и др. Упрочняющий эффект волокон в К. м. проявляется лишь при содержании их не менее нек-рого значения  $V_{кр}$ ; при  $V < V_{кр}$  роль волокон аналогична дефектам в матрице, приводящим к снижению прочности в соответствии с ур-нием  $\sigma_{км} = \sigma_m (1 - V_f)$ . Модуль упругости (модуль Юнга) в направлении волокон рассчитывается по правилу аддитивности:

$$E_x = E_f V_f + E_m (1 - V_f),$$

где  $E_f$  и  $E_m$  — модули упругости волокна и матрицы соответственно. Модуль упругости в поперечном направлении в предположении равенства и однородности напряжений в матрице и волокон определяется выражением

$$E_y = E_x = E_f E_m / [E_m V_f + E_f (1 - V_f)].$$

Особенности К. м. является также большое сопротивление распространению усталостной трещины

при знакопеременных или пульсирующих нагрузках, что характерно для волокнистых структур. Обычно в К. м. трещина усталости, достигнув границы раздела компонентов, развивается нек-рое время вдоль неё, затем перезает очередное волокно и его слабую участю и т. д.; это приводит к диссипации напряжений в устье трещины и замедлению её распространения. Напр., предел выносливости боралюминиевого К. м. ок. 600 МПа при числе циклов  $2 \cdot 10^7$ , в то время как для высокопрочных конструкц. алюминиевых сплавов он составляет прибл. 100 МПа. Поэтому К. м. позволяют значительно повысить надёжность и долговечность конструкций. Армирование борными и углеродными волокнами повышает также уровень рабочих темп-р сплавов Al с 250 до прибл. 400° С (рис. 2).

Применение К. м. Используются

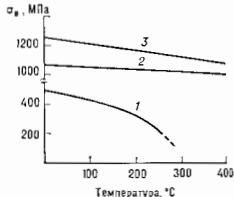


Рис. 2. Зависимость прочности от температуры для сплавов Al (1) и композиционных материалов — углеалюминия (2) и бор-алюминия (3).

К. м. в разл. отраслях техники: боралюминий и углепластики — в авиац. и космич. технике (элементы силового набора крыла и фюзеляжа летат. аппаратов, створки, обтекатели, закрывалы, рули), в ядерной и криогенной технике, хим. машиностроении, где необходимы корроз. радиационная стойкость, низкие коэф. термич. расширения и др.; стеклопластики — в судостроении (корпуса катеров и яхт), приборостроении (корпуса приборов), автомобилестроении в т. д.; полимерные К. м. с наполнителем из боросодержащих соединений — для защиты от нейтронного излучения, а с наполнителями, содержащими тяжёлые элементы, — для защиты от  $\gamma$ -излучения; металлокерамич. порошковые К. м. — в качестве тепловыделяющих элементов, регулирующих стержней и замедлителей в реакторостроении, в качестве электр. контактов, сварочных электродов, деталей узлов трения и др.; порошковые дисперсно-упрочнённые К. м. — в деталях авиац. двигателей.

Лит.: Структура и свойства композиционных материалов, М., 1979; Композиционные материалы, под ред. Л. Браутмана, Р. Крона, пер. с англ., т. 1—8, М., 1978; Композиционные материалы, М., 1981; Салибеков С. Е., Строганова В. Ф. Современное состояние и перспективы развития композиционных материалов с металлической матрицей, Металлообработка и термическая обработка металлов, 1984, № 8, с. 2; Композиционные материалы. Справочник, под ред. Д. М. Каринюса, К., 1985.

С. Е. Салибеков.

**КОМПОНЕНТЫ** (от лат. *componens* — составляющий) — химически индивидуальные вещества, из к-рых состоит термодинамич. система и к-рые могут быть выделены из неё и существовать независимо. К. могут находиться в разл. фазах термодинамич. системы (твёрдой, жидкой, газообразной), к-рые характеризуются термодинамич. потенциалами, зависящими от концентраций К. Т. о., концентрации К. являются термодинамич. параметрами и должны учитываться в теории термодинамич. равновесия. К. наз. независимыми, если кол-во любой из них не зависит от кол-ва других; при отсутствии хим. реакций между К. все они независимы (независимые К. часто наз. просто К.). Число независимых К. и возможных фаз связано с Гиббса правилом фаз.

Если возможны хим. реакции между К., то они не являются независимыми; число независимых К. меньше полного числа на число независимых протекающих хим. реакций. В этом случае есть произвол в выборе независимых К. Независимые при нормальных темп-рах К. могут становиться зависимыми при высоких темп-рах

(напр., смесь паров  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ). Термодинамика многокомпонентных, многофазных систем была разработана Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1902.

Лит. см. при ст. Термодинамика. Д. И. Зубарев.  
**КОМПТОНА ЭФФЕКТ** (комптонов-эффект, комптоновское рассеяние) — рассеяние эл.-магн. волны на свободном электроне, сопровождающееся уменьшением частоты. Эффект наблюдается для больших частот рассеиваемого эл.-магн. излучения (в рентг. области и выше). Он проявился уже в первых опытах по рассеянию рентг. лучей на свободных электронах, но впервые с требуемой тщательностью был изучен А. Комптоном (A. Compton) в 1922—23. Исторически К. э. явился одним из гл. свидетельств в пользу корпускулярной природы эл.-магн. излучения (в частности, света). С точки зрения классич. электродинамики рассеяние с изменением частоты невозможно.

Элементарная теория эффекта была дана А. Комптоном и независимо от него П. Дебаем (P. Debye) на основе представления о том, что рентг. излучение состоит из фотонов. Для объяснения эффекта приходилось предположить, что фотон обладает как энергией  $\epsilon_\gamma = h\nu$ , так и импульсом  $p = (h/\lambda)n$  (здесь  $\nu$  и  $\lambda = c/\nu$  — частота и длина волны света,  $n$  — единичный вектор в направлении распространения волны).

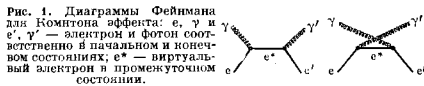
Комптон рассмотрел упругое рассеяние фотона на свободном покоящемся электроне (что является хорошим приближением для рассеяния фотонов рентг. лучей на атомных электронах лёгких атомов). При рассеянии фотон передаёт электрону часть энергии и импульса, что соответствует уменьшению частоты (увеличению длины волны) рассеиваемого света. Из законов сохранения энергии и импульса он получил форму для сдвига длины волны:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\phi), \quad (*)$$

где  $\lambda$ ,  $\lambda'$  — длины волн до и после рассеяния,  $\phi$  — угол рассеяния,  $m_e$  — масса электрона. Параметр  $h/m_e c$  наз. *комптоновской длиной волны* электрона и равен  $2,4 \cdot 10^{-10}$  см. Из кинематики процесса легко также определить энергию и импульс электрона отдачи.

Поскольку формула (\*) основана только на кинематич. соображениях, она оказывается справедливой и в точной теории. Из неё следует, что отност. изменение длины волны  $\Delta\lambda/\lambda$  велико только для коротких длин волн, когда  $\lambda < h/m_e c$ .

Данная Комптоном упрощённая теория эффекта не позволяет определить все характеристики комптоновского рассеяния, в частности зависимость интен-



сивности рассеяния от  $\phi$  и  $\lambda$ . Точная релятивистская теория К. э. была сформулирована в рамках *квантовой электродинамики* (КЭД). Во втором порядке теории возмущений К. э. в КЭД описывается двумя *Фейнмановскими диаграммами*, изображёнными на рис. 1. Вычисление по этим диаграммам (с использованием *Дирака уравнения* для электрона), дифференци. сечения К. э. приводит к *Клейна — Нишины формуле*, хорошо согласующейся с опытом.

Для К. э. при высоких энергиях характерна острая направленность рассеянного излучения по направлению первичного фотона; с ростом энергии фотона эта угл. асимметрия увеличивается. Полное эфф. сечение комптоновского рассеяния (полученное интегрированием по углам ф-лы Клейна — Нишины) падает с увеличением  $\epsilon_\gamma$  (рис. 2).

К. э. является одним из осн. механизмов, определяющих потери энергии при прохождении  $\gamma$ -излучения через вещество. Абс. сечение К. э., а также его соотношение с сечениями *фотоэффекта* и *рождения пар электрон-позитрон* в реальных веществах сильно зависят от ат. номера  $Z$ . На рис. 2 показано соотношение указанных процессов в свинце. В пределе пулевых частот полное сечение К. э. на отд. электроне переходит в сечение классич. (томсоновского) рассеяния  $\sigma_{cl} = \frac{8}{3} \pi r_0^2$ , где  $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см — т. н. классич. радиус электрона. При этом  $\sigma_{cl} = 6,65 \times 10^{-28}$  см<sup>2</sup>. Как видно из рис. 2, при энергиях  $\epsilon_\gamma$  в интервале 0,5—5 МэВ К. э. даёт осн. вклад в потери

Рис. 2. Зависимость полного сечения  $\sigma$  в свинце от энергии фотона в единицах энергии покоя электрона  $m_e c^2$  для Комптона эффекта (1), фотоэффекта (2), рождения пар  $e^-e^+$  (3); по оси ординат отложена величина линейного поглощения фотонов  $\mu = N\sigma$  ( $N$  — концентрация атомов вещества).

энергией фотонами в свинце (в воздухе соответствующий интервал составляет 0,1—20 МэВ).

Если электрон, на к-ром рассеивается фотон, не покоится, а является ультррелятивистским с энергией  $K \gg \epsilon_\gamma$ , то при столкновении электрон тормозит, а фотон приобретает энергию и длина волны света при столкновении уменьшается (частота увеличивается). Такое явление наз. *обратным комптонов-эффектом*. Если направления скорости нач. фотонов распределены изотропно, то ср. энергия рассеянных фотонов  $\epsilon_{\gamma, \text{расс}}$  при обратном К. э. определяется соотношением

$$\epsilon_{\gamma, \text{расс}} = \frac{4}{3} \epsilon_\gamma \frac{K}{m_e c^2}.$$

Обратный К. э. является гл. механизмом потери энергии электронами, движущимися в магп. поле космич. радиосточников. Он является также причиной возникновения изотропного рентг. космич. излучения с энергией  $\epsilon_\gamma \approx 50$ —100 кэВ, представляющего собой фотоны отдачи при рассеянии релятивистских электронов на изотропном микроволновом космич. фоновом излучении.

В процессе рассеяния электрон может поглотить один, а вылучить в конечном состоянии не один (как в случае обычного К. э.), а два фотона. Это явление наз. *двойным комптонов-эффектом*. Оно было теоретически исследовано В. Гайтлером (W. Heitler) и Л. Нордхеймом (L. Nordheim) в 1934. Возможно также рождение  $n$ -кратного К. э., когда в конечном состоянии излучается  $n$  фотонов. Его сечение, вообще говоря, подавлено фактором  $(1/12\pi)^{n-1}$ . Но в случае, когда излучаемые фотоны являются мягкими и непосредственно не регистрируются, такой процесс по величине от обычного К. э. и имеет большое сечение. Поэтому учёт поправот от  $n$ -кратного К. э. важен для интерпретации данных по обычному К. э.

Если К. э. происходит во внеш. поле интенсивной эл.-магн. волны [где в каждом конечном интервале частоты  $(\nu, \nu + \Delta\nu)$  содержится много фотонов], то возможен процесс, в к-ром происходит как поглощение из внеш. поля, так и испускание электроном большого числа фотонов. Такой процесс является сложной ф-цией напряжённости внеш. электрич. поля  $E$  и наз. *внутринейным комптонов-эффектом*. Он происходит с заметной вероятностью при  $E \approx 137 E_0$ , где  $E_0$  имеет масштаб полей на электронной орбите атома водорода. Такие напряжённости электрич. поля

пока недостижимы в земных условиях, но существуют на поверхности сверхплотных звезд.

Комптоновское рассеяние происходит также на др. заряж. частицах, в частности на протоне, однако вследствие большой массы протона эффект заметен лишь при очень высоких энергиях  $\gamma$ -квантов.

Комптоновское рассеяние используется в исследованиях  $\gamma$ -излучения атомных ядер, а также для измерения поляризуемости элементарных частиц и ядер и лежит в основе принципа действия так-назв. *гамма-спектрометра*.

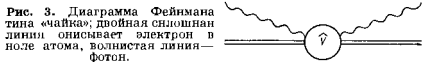
Лит.: Шпольский Э. В., Атомная физика, 7 изд., т. 1—2, М., 1984; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1—4, М., 1968; Ленг К., Астрофизические формулы, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Квантовый электродинамика явлений в итнессивном поле, М., 1979. М. В. Тертышев.

**К. э.** на связанном электроне. В рассеянии фотона связанным (атомным или молекулярным) электроном, в отличие от случая рассеяния на свободном электроне, выделяют три след. начала: рэлеевское рассеяние, при к-ром состояние мишени не меняется; *комбинационное рассеяние света*, в результате к-рого мишень переходит в др. связанное состояние; комптоновское рассеяние, сопровождающееся ионизацией.

Эффект связи электрона в атоме в нач. состоянии приводит в процессе комптоновской ионизации к уширению комптоновской линии, т. е. к повышению распределения по частотам  $\omega' = 2\nu'$  вылетающих фотонов при фиксированном угле рассеяния  $\phi$  [1]. Взаимодействие электрона с ионным остатком в конечном состоянии приводит к сдвигу максимума комптоновской линии в сторону высоких частот, тем большему, чем больше энергия связи  $|\epsilon_{св}|$ . При любых нач. энергиях фотона ширина комптоновской линии  $\Delta\omega'$  пропорц.  $\sqrt{|\epsilon_{св}|}$ . В релятивистской области энергий  $\Delta\omega'$  пропорц. частоте  $\omega$  налетающего фотона,  $\Delta\omega' \approx \alpha Z_{эфф} \omega \sin(\phi/2)$ , а сдвиг её максимума порядка  $|\epsilon_{св}|$  [ $\alpha \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $Z_{эфф}$  — эфф. заряд ядра (в единицах элементарного заряда  $e$ ) для рассматриваемой электронной оболочки].

В области энергий  $\hbar\omega \gg \alpha Z_{эфф} m_e c^2$  электрону в процессе комптоновской ионизации передаётся энергия, значительно большая энергии связи в атоме. Это позволяет интерпретировать рассеяние фотона как процесс, происходящий на свободном электроне, имеющем точно такое же распределение по импульсам, как в связанном состоянии. Такое рассмотрение в рамках импульсного приближения является теоретич. основой релятивистского метода изучения электронной структуры атомов, молекул и кристаллов — метода комптоновских профилей [2].

В области энергий  $\hbar\omega, \hbar\omega' \ll m_e c^2$  амплитуда комpton-эффекта на слабо связанном ( $|\epsilon_{св}| \ll \hbar\omega, \hbar\omega'$ ) электроне описывается диаграммой Фейнмана типа «кванк» (рис. 3), в к-рой оператор взаимодействия  $\hat{V}$



выражается через волновые векторы  $k, k'$  и поляризации  $e, e'$  падающего и рассеянного фотонов и оператор импульса  $\hat{p}$ :

$$\hat{V} = \exp\{i(k - k')r\} (\hat{A}_0 + \hat{A}_1 + \hat{A}_2),$$

$$\hat{A}_0 = ee',$$

$$m_e c^2 \hat{A}_1 = (c/\omega') (e'k') (e' \hat{p}) + (c/\omega) (e'k) (e \hat{p}),$$

$$2m_e c^2 \hat{A}_2 = \hbar\omega [e'e'] \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3,$$

$\gamma_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) — Дирака матрицы,  $\Psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3)$ . В области энергий  $\alpha Z_{эфф} m_e c^2 \geq \hbar\omega \gg |\epsilon_{св}|$  на сечение К. э. определяющее влияние оказывает взаимодействие электрона с ионным остатком в конечном состоянии, т. к. из-за приближённого выполнения зако-

на сохранения импульса (узости комптоновской линии и малости её сдвига) вылетающий электрон обладает в среднем относительно малой энергией. При таких энергиях фотонов процесс комптоновской ионизации интерпретируется как «встряска» тина рассеяния (см. *Внезапны возмущений метод*). В соответствии с концепцией «встряски» [3, 4] т. характерной угл. распределения рассеянных фотонов в К. э. на связанном электроне  $d\sigma_{св}/d\omega'$  является подходящим образом выбранный «встрясочный» параметр [2]:

$$N = \frac{\hbar\omega \sqrt{1+b^2-2b \cos \theta}}{\alpha Z_{эфф} m_e c^2 b},$$

где  $b=1+(1-\cos \theta)\hbar\omega/m_e c^2$ . Величиной параметра  $N$  определяются отношения эфф. сечений  $(d\sigma_{св}/d\omega')/(d\sigma_{св0}/d\omega')$ , показанных для К-электронов на рис. 4.

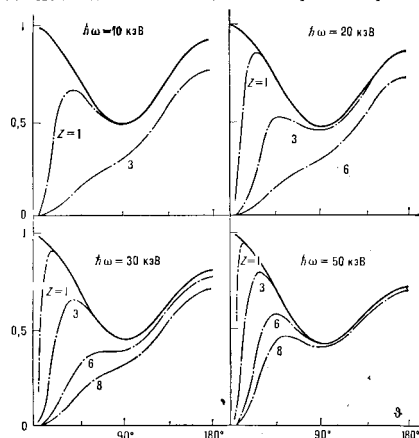


Рис. 4. Угловые распределения рассеянных фотонов  $(d\sigma_{св}/d\omega')^2$  в процессе комптоновской ионизации К-оболочек лёгких элементов (штрих-пунктирные линии;  $r_e = e^2/mc^2$  — классический радиус электрона); сплошные линии — расчёт по формуле Клейна — Нисины.

Эти отношения как ф-ция параметра  $N$  оказываются универсальными не только для К-электронов, но и для каждой конкретной атомной оболочки.

В связи с прогрессом лазерной техники в ряде исследований ставятся вопросы о влиянии сильных электромагн. полей на разл. элементарные атомные процессы. Имеется целый класс эффектов вынужденного поглощения или испускания фотонов внец. лазерного поля, происходящих на фоне осн. процесса, к-рым может быть фотонионизация, комптоновская ионизация, торможение электрона на атоме и т. д. [4]. В области параметров, где сечения этих вынужденных процессов велики, они могут быть интерпретированы как процессы «встряски». В случаях, когда параметр  $N$  не содержит постоянной Планка (напр., в процессах испускания и рассеяния фотонов классич. электроном), вынужденные эффекты имеют классич. объяснение при любом числе испускаемых (поглощаемых) лазерных фотонов. Так, процесс комптоновского рассеяния жёсткого фотона с энергией  $\hbar\omega \ll m_e c^2$  на электроне, помещённом в итнессивное низкочастотное (с частотой  $\ll \omega$ ) лазерное поле, с классич. точки зрения описывается как высокочастотное излучение электрона, находящегося в поле двух эл.-магн. волн [4].

Лит.: 1) Зоммерфельд А., Строение атома и спектры, пер. с нем., т. 2, М., 1956; 2) Буш уе в В. А., Кузубов и В. Ш., Неурядчивое рассеяние рентгеновского и синхротронного излучения в кристаллах, неогтенные эффекты в неурядчивом рассеянии, «УФН», 1977, т. 122, с. 81; 3) Дыхне А. М., Юдин Г. Л., «Робустность нивотной системы и характер стимулируемых переходов», «УФН», 1978, т. 125, с. 377; 4) Дыхне А. М., Юдин Г. Л., Вынужденные эффекты при «нестранных» электронах во внешнем электромагнитном поле», «УФН», 1977, т. 121, с. 157.

**КОМПОТОНОВСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ** ( $\lambda_c$ ,  $\lambda_{c'}$ ) — параметр размерности длины, характерный для релятивистских квантовых процессов; выражается через массу  $m$  частицы и универсальные постоянные  $\hbar$  ( $h$ ) и  $c$ :

$$\lambda_c = \frac{\hbar}{mc}, \quad \lambda_{c'} = \frac{\hbar}{\gamma mc}. \quad (1)$$

Для электрона  $\lambda_c \approx 3,9 \cdot 10^{-11}$  см ( $\lambda_{c'} \approx 2,4 \cdot 10^{-10}$  см), для протона  $\lambda_c \approx 2,1 \cdot 10^{-14}$  см ( $\lambda_{c'} \approx 1,3 \cdot 10^{-13}$  см). Назв. «К. д. в.» связано с тем, что величина  $\lambda_c$  определяет изменение длины волны эл.-магн. излучения в *Комптона эффекте*.

Частица, локализованная в области с линейными размерами  $\ll \lambda_c$ , согласно *неопределенности соотношению*, имеет квантовомеханич. неопределенность в импульсе  $\geq mc$  и неопределенность в энергии  $\geq mc^2$ , что достаточно для *рождения пар* частиц-античастиц с массой  $m$ . В такой области элементарная частица, вообще говоря, уже не может рассматриваться как «точечный объект», потому что часть времени она проводит в состоянии «частица + пар». В результате на расстояниях, меньших  $\lambda_c$ , частица выступает как система с бесконечным числом степеней свободы и её взаимодействия должны описываться в рамках *квантовой теории поля* (КТП) — в этом фундам. роль параметра  $\lambda_c$ , определяющего мин. погрешность, с к-рой может быть измерена координата частицы и её системы покоя. В частности, переход в промежуточное состояние «частица + пар», осуществляющийся за время  $\sim \lambda_c/c$ , характерное для рассеяния света с длиной волны  $\lambda$ , при  $\lambda \ll \lambda_c$  приводит к нарушению законов классич. электродинамики в комптон-эффекте.

В действительности во всех случаях размер области, где частица перестаёт быть «точечным объектом», зависит не только от её К. д. в., но и от К. д. в. других ястц, в к-рые данная частица может динамически превращаться. Но, напр., для *лептонов*, не обладающих *сильным взаимодействием*, переход в др. состояния маловероятен (можно сказать, что он происходит редко или требует большого времени). Поэтому лептонная «шуба» из пар является как бы прозрачной, и во мн. задачах лептоны с хорошей точностью могут рассматриваться как «точечные частицы». Для *тяжёлого адрона*, напр. нуклона, эфф. размер области, где начинает проявляться «шуба», значительно больше К. д. в. нуклона и определяется К. д. в. самого лёгкого из адронов — нуклона (заметим, что  $\lambda_c^2 \approx 7\lambda_N^2$ ). В области с линейным размером порядка  $\lambda_N^2$  нуклоны с большой интенсивностью (из-за сильного взаимодействия) переходят в промежуточные состояния «нуклон + пионы», поэтому нуклонная «шуба», в отличие от лептонной, плотная.

Т. о., эфф. область, где частица перестаёт являться как «точечная», определяется не только соответствующими К. д. в., но и константами *взаимодействия* данной ястцы с др. частицами (полями).

**КОНВЕКТИВНАЯ ЗОНА** в звезде — область *звезды* с развитой конвекцией, являющейся осн. фактором переноса тепла и выравнивания хим. состава. У звёзд главной последовательности с массами  $M \leq 1,5 M_{\odot}$  имеются конвективные оболочки, толщина к-рых увеличивается с уменьшением массы, так что звёзды с  $M < 0,2 M_{\odot}$  конвективны полностью. Массивные звёзды с  $M > 1,5 M_{\odot}$  имеют конвективные ядра, масса к-рых достигает (0,5–0,6) $M_{\odot}$  (для  $M = 30 M_{\odot}$ ). В этих двух

случаях превышение градиента темп-ры над *адиабатическим*, приводящее к конвекции (см. *Конвективная неустойчивость*), вызывается разл. причинами. Звёзды с  $M < 1,5 M_{\odot}$  имеют плотные и сравнительно холодные оболочки, в к-рых достаточно велик коэф. непрозрачности и важны эффекты неполной ионизации водорода, гелия и др. элементов. Первое увеличивает лучистый (обусловленный лучистым переносом энергии) градиент темп-ры в оболочке, а второе уменьшает адиабатич. градиент (характеризующий изменение темп-ры в конвективном элементе), т. е. с ростом давления темп-ра растёт медленнее из-за расхода части энергии на ионизацию. Оба фактора определяют существование конвективных оболочек. Центр темп-ра звезды растёт с ростом массы, поэтому горение водорода в звёздах с  $M \geq 1,5 M_{\odot}$  происходит в основном по *углеродно-азотному циклу* (CNO) вместо протон-протонной цепочки и менее массивных звезд. Из-за большой величины преодолеваемого кулоновского барьера CNO-цикл характеризуется гораздо более резкой зависимостью от темп-ры. В связи с этим в недрах звезды градиент темп-ры сильно превышает адиабатический и возникает конвекция. Ввиду большой плотности вещества конвективный перенос энергии в ядре значительно эффективнее лучистого. Конвекция быстро уменьшает градиент темп-ры, так что он мало отличается от адиабатического. При этом скорости конвективных элементов  $\sim 1$  км/с (для  $M = 30 M_{\odot}$ ).

В глубоких слоях конвективных оболочек градиент темп-ры также близок к адиабатическому, однако вблизи фотосферы плотность становится малой и эффективность конвективного переноса тепла падает. При этом градиент темп-ры может сильно превышать адиабатический, так что возможно существование областей с инверсным градиентом плотности. Конвективные скорости во внеш. слоях оболочек также  $\sim 1$  км/с, но ввиду немыслимых темп-р доля механич. энергий конвекции становится существенной в общем балансе энергии.

Существование конвективных оболочек приводит к генерации потока, механич. энергич. диссипация к-рой ведёт к образованию горячих ( $\sim 10^8 - 10^9$  К) коронок (см. *Звёздные атмосферы*). С этим же связаны разл. нестабильные явления, наблюдаемые у красных карликовых звёзд, звёзд типа Тельца и др. В К. з. в условиях турбулентной конвекции резко усиливаются процессы переноса энергии, импульса и диффузии вещества. Это приводит к практически однородному хим. составу конвективных ядер, быстрому установлению твердотельного вращения, установлению синхронного вращения звёзд в двойных системах (последнее — особенно быстро при наличии мощных конвективных оболочек). Увеличение омич. диссипации в К. з. нарушает условие сохранения магн. потока и создаёт условия (в сочетании с вращением звезды) для генерации магн. поля механизмом *гидромагнитного динамо*.

Лит.: Шарвизльд М., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1961; Эргма Э., Неполная модель конвекции для звёздных оболочек, «Научн. информ. Астрон. совет АН СССР», 1972, № 23, с. 33.

Г. С. Бисноватий-Козак.

**КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ**. 1) К. в. (сновонач. неустойчивость) — тип неустойчивости в системе с распределёнными параметрами, при к-ром малое начальное возмущение нарастает во времени и сияется в пространстве (см. *Абсолютная неустойчивость*, *Неустойчивость в колебательных и волновых системах*). 2) Неустойчивость в газовой или жидкой среде, находящейся в поле силы тяжести  $F$  и проявляемой потоком тепла с компонентом в направлении, противуположном  $F$ . Эта К. и объясняется появлением подёмной (архимедовой) силы при случайных вертикальных перемещениях элемента вещества. Давление  $P_0$  в элементе быстро сравнивается с давлением среды  $P$ , поэтому темп-ры и плотности в поднимающемся элементе ( $T_0, \rho_0$ ) и в

среде  $(T, \rho)$  удовлетворяют одному из двух условий:  $T_s < T$ ,  $\rho_s > \rho$ ;  $T_s > T$ . В первом случае архимедова сила возращает элемент обратно, а во втором — стремится вытолкнуть его ещё выше, что и приводит к К. п. Если пренебречь обменом энергией между элементом и средой (быстрый подъём элемента), то при его перемещении  $\rho_s$  и  $T_s$  ( $P$  и  $T_s$ ) связаны условием адиабатичности (см. *Адиабата*). При этом, изменение темп-ры элемента с высотой  $r$  (т. е. в направлении, противоположном  $F$ ) описывается т. н. адиабатич. градиентом:

$$\left(\frac{\partial T_s}{\partial r}\right)_{ad} = \frac{T}{P} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{\partial P}{\partial r},$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты. В этом случае для возникновения К. п. необходимо, чтобы абс. величина градиента темп-ры среды была больше абс. величины адиабатич. градиента. Условие возникновения К. п. удобно записать через логарифмич. производные:

$$v^i = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} > \nabla_{ad}^i = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)_S \quad (*)$$

(индекс  $S$  означает, что производная берётся при постоянной энтропии  $S$ ). В химически неоднородной среде (при наличии градиента ср. молекулярной массы  $\mu$ ) вместо  $(*)$  обычно используется условие

$$v^i > \nabla_{ad}^i + \nabla_{\mu}^i, \quad v_{\mu}^i = \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln P}\right)_{P, \rho}$$

Диссипативные процессы — вязкость и теплопроводность — стремятся сравнять темп-ру в поднимающемся элементе с темп-рой окружающей среды. Их стабилизирующее влияние существенно только для мелкомасштабных движений. Вблизи границы потери устойчивости конвективные движения носят регулярный (ламинарный) характер. Когда *Рейнольдса число*  $Re = \rho v l / \nu$  ( $l$  — характерный размер,  $\nu$  — кинематич. вязкость,  $v$  — скорость конвективных движений) превышает  $\sim 10^3$ , произойдёт турбулизация конвективных движений.

Конвективные движения, возникающие в результате К. п., широко распространены в природе: ею вызываются разл. движения в атмосфере Земли и др. планет; конвективные движения в ядре Земли, по-видимому, ответственны за поддержание магн. поля нашей планеты. Области с ост. конвективными движениями имеют почти во всех звёздах (см. *Конвективная зона*). В звёздах и часто в атмосферах планет конвекция является турбулентной (большие  $l$ ).

Теоретич. описание конвективных движений представляет собой очень сложную задачу, ввиду необходимости решения двух- и трёхмерных нестационарных гидродинамич. ур-ний. При рассмотрении конвективного переноса энергии внутри звёзд обычно используется упрощённое описание — теория длинн. перемешивания, к-рая предполагает, что движущийся вертикальн. конвективный элемент в среднем на расстоянии  $l$  полностью передаёт избыток своей энергии окружающей среде. Длина перемешивания  $l$  обычно принимается прибл. равной характерной шкале высот по давлению:

$$l = \alpha |P / \rho P|, \quad \alpha \sim 1.$$

Поток энергии выражается соотношением

$$H = \frac{1}{2} \rho c_p v \delta T,$$

где  $\delta T$  означает разность между фактич. и адиабатич. градиентами темп-ры,  $c_p$  — теплоёмкость при пост. давлении,  $\rho$  и  $v$  — плотность и скорость конвективного элемента. Характерная скорость конвективного элемента получается из условия равенства кинетич. энергии элемента работе подъёмной силы на длине перемешивания:

$$\frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{1}{8} \rho \frac{\delta \nabla T}{T} g l^2,$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Шварцшильд М., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1961; Голдберг Г. С., Введение в динамику планетных атмосфер, Л., 1973. Г. С. Высоцкий-Ковалев

**КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН** — необратимый процесс переноса теплоты в движущихся средах с неоднородным полем темп-ры, обусловленный совместным действием конвекции и молекулярного движения.

Наиб. важный для практики случай — К. т. между движущейся средой и поверхностью её раздела с др. средой (твёрдым телом, жидкостью или газом) — наз. конвективной теплоотдачей. Вследствие вязкости движущейся среды она «прилипает» к поверхности раздела, в результате местная скорость среды относительно этой поверхности равна нулю. Поэтому плотность конвективного теплового потока, подходящего к поверхности раздела (или отходящего от неё), может быть описана с помощью закона теплопроводности (закона Фурье):

$$q = -\lambda \text{grad } T, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — коэф. молекулярной теплопроводности,  $T$  — темп-ра среды. Если  $\lambda$  характеризует физ. свойства среды, то градиент темп-ры формируется под действием конвективного движения среды. Чем интенсивнее конвекция, тем больше градиент темп-ры. Определение градиента темп-ры у стенки обычно является предметом теоретич. или экперим. исследования. В зависимости от вида конвективного движения различают К. т. при вынужденной, свободной и капиллярной конвекциях. Могут существовать и смешанные виды К. т.

Теоретич. описание процесса К. т. строится на основе ур-ния сохранения энергии в среде:

$$\rho c_p \frac{DT}{dt} = \text{div} (\lambda \text{grad } T) + \mu \Phi + \frac{Dp}{Dt} + Q, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность среды,  $p$  — давление,  $c_p$  — уд. теплоёмкость при пост. давлении,  $\mu$  — коэф. динамич. вязкости,  $\Phi$  — диссипативная функция, учитывающая нагрев среды из-за внутр. трения,  $Q$  — внутр. теплообразование в единице объёма среды,  $D/Dt$  — полная, или субстанциональная, производная по времени  $t$ , представляющая собой сумму локальной и конвективной составляющих:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

( $x, y, z$  — пространство, координаты,  $u, v, w$  — составляющие вектора скорости вдоль осей этих координат).

Для решения ур-ния (2) необходимо знать граничные условия на поверхности раздела и в окружающем пространстве, а также в случае зависимости процесса от времени — нач. условия. Для определения входящих в ур-ние (2) составляющих скорости среды дополнительно привлекаются ур-ния сохранения кол-ва движения в проекции на разл. оси координат.

К. т. может осложняться протеканием в среде или на поверхности раздела разных физ.-хим. превращений (кипение, плавление, конденсация, диссоциация, ионизация и т. н.). В этих случаях для теоретич. описания К. т. используются дополнит. ур-ния, отражающие кинетику отд. физ.-хим. процессов или условия термодинамич. равновесия, напр. законы действующих масс для разл. хим. реакций. Если при этом отд. физ.-хим. превращения протекают на поверхности раздела и имеет место суммарный расход массы через эту поверхность, то вместо ур-ния (1) для описания плотности теплового потока к поверхности раздела используется более общее ур-ние:

$$q = -\lambda \text{grad } T + \rho v H + \sum_i \rho_i v_i H_i, \quad (3)$$

где  $v$  — скорость среды в направлении нормали к поверхности,  $H$  — энтальпия среды при темп-ре поверхности,  $c_i$  — относит. массовые концентрации отд. хим. компонентов,  $v_i$  — их скорости диффузии в направлении нормали к поверхности,  $H_i$  — их энтальпии при

тем-ре поверхности раздела, вычисленные с учётом энергии образования этих компонентов при стандартных условиях.

Подходящий к поверхности раздела конвективный тепловой поток удобно представлять в виде закона Ньютона:

$$q = \alpha (T_c - T_w), \quad (4)$$

где  $\alpha$  — коэф. конвективного теплообмена,  $T_w$  — тем-ра поверхности раздела,  $T_c$  — характерная тем-ра среды. В качестве  $T_c$  при обтекании тела безграничным равномерным потоком принимается тем-ра внеш. среды (при больших скоростях среды — тем-ра торможения, или т. н. «равновесная тем-ра»; см. *Аэродинамический нагрев*), при течении в трубах или процессах К. т. в замкнутых сосудах — среднеарифметическая тем-ра среды.

Описание процесса К. т. может быть представлено в безразмерном виде с использованием *подобия теории*. Интенсивность К. т. характеризуется безразмерным критерием *Нуссельта* числом  $Nu = \alpha L / \lambda$ , где  $L$  — характерный размер. В случае К. т. при вынужденной конвекции осн. определяющим критерием является *Рейнольдса* число  $Re = vL/\nu$ , где  $v$  — скорость среды,  $\nu$  — коэф. динамич. вязкости. Кроме числа Рейнольдса влияние на К. т. оказывает *Прандтля* число  $Pr = \mu c_p / \lambda$  и т. н. температурный фактор  $T_w - T_w / (T_c - T_w)$ , учитывающий переносимость теплофиз. свойств среды при изменении её тем-ры. В результате критериальный закон К. т. при вынужденной конвекции имеет вид

$$Nu = f(Re, Pr, T_w). \quad (5)$$

Помимо перечисленных осн. определяющих критериев на К. т. при вынужденной конвекции могут оказывать влияние и др. факторы. В частности, при больших скоростях подъёма тела в атмосфере важную роль играет *Маха* число.

Вид зависимости (5) определяется геом. формой поверхности раздела и режимом её обтекания, в частности режимом течения в пограничном слое (ламинарный или турбулентный), наличием и положением зон отрыва потока (см. *Отрывное течение*). Критериальные законы К. т. в виде (5) могут быть получены как на основании теоретич. расчётов [напр., численным решением системы ур-ний (2) и др.], так и экспериментально — путём исследования теплоотдачи к моделям подобной геом. формы в представляющем интерес диапазоне изменения числа Рейнольдса и др. определяющих критериев. Напр., средний коэф. К. т. в случае поперечного обтекания цилиндра описывается с помощью степенной зависимости  $Nu = C Re^m Pr^{0,4}$ , причём  $C$  и  $m$  имеют разл. значение для разных диапазонов изменения числа Рейнольдса:

Re	C	m
5-80	0,923	0,40
80-5·10 <sup>3</sup>	0,792	0,46
5·10 <sup>3</sup> -5·10 <sup>4</sup>	0,225	0,60
>5·10 <sup>4</sup>	0,0262	0,80

При свободной (естественной) конвекции осн. определяющим критерием К. т. является *Грасгофа* число  $Gr = g \beta_T \Delta T / \nu^2$ , где  $g$  — ускорение свободного падения,  $\beta_T$  — коэф. объёмного температурного расширения среды,  $\nu = \mu / \rho$  — коэф. кинематич. вязкости,  $\Delta T$  — характерный перепад тем-р внутри среды. Критериальный закон принимает вид  $Nu = C Gr^m Pr^n$ . При  $Pr \geq 0,5$  определяющую роль в процессе К. т. играет *Рэлея* число  $Ra$ , объединяющее критерии  $Gr$  и  $Pr$ :

$$Ra = Gr \cdot Pr = g \beta_T \Delta T / \nu \alpha,$$

где  $\alpha = \lambda / \rho c_p$  — коэф. температуропроводности среды. Напр., средние коэф. К. т. при свободной конвекции бесконечной среды осто-

во горизонтального цилиндра в случае  $Pr \geq 0,5$  описываются степенным законом:  $Nu = C Ra^m$ , причём  $C$  и  $m$  связаны с реализуемым режимом течения около цилиндра и могут быть приняты равными значениям, приведённым в табл.

В случае жидких металлов, для к-рых  $Pr \ll 1$ , определяющую роль в процессе К. т. при свободной конвекции играет комбинированный критерий  $GrPr^2 = g \beta_T \Delta T / \alpha^2$ .

При капиллярной конвекции осн. определяющими критериями К. т. являются числа Марангони  $Ma_1$  и  $Ma_2$ :

$$Ma_1 = \frac{\Delta \sigma_0}{\rho \nu \alpha}, \quad Ma_2 = \frac{Ma_1}{Pr} = \frac{\Delta \sigma_0}{\rho \nu^2 \alpha},$$

где  $\Delta \sigma = \int \left( \frac{\partial \sigma}{\partial T} ds + \frac{\partial \sigma}{\partial c} \frac{dc}{ds} \right) ds$  — перепад поверхностного натяжения вследствие изменения тем-ры и концентрации с поверхностью-активного вещества вдоль свободной поверхности.

Лит.: Кутателадзе С. С., Основы теории теплообмена, 5 изд., М., 1979; Теплофизический справочник, 2 изд., т. 2, М., 1976; Кутателадзе С. С., Боровацкий И. В., М., Справочник по теплообмену, 2-е изд., 1989; Теория теплообмена. Терминология, М., 1971; Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975; Проблемы космического производства, М., 1980.

**КОНВЕКЦИОННЫЙ ТОК** в электродинамике — электрический ток, обусловленный движением заряд. среды или чуждыми заряд. частиц (электронов, ионов и т. п.). Плотность К. т.  $j$ , обусловленную движением в пространстве одиночного точечного заряда  $e$ , можно представить в виде  $j = ev_e(t) \delta(r - r_e(t))$ , где  $r_e$  — радиус-вектор заряда,  $v_e = dr_e/dt$  — скорость заряда,  $\delta(r)$  — дельта-функция Дирака. Любые макроскопич. токи являются результатом усреднения микроскопич. К. т., т. е. обусловлены конвекцией (перемещением) заряд. микрочастиц.

**КОНВЕКЦИЯ** (от лат. convectio — доставка) — перенос массы в результате перемещения сплошной среды (газа, жидкости). Существуют различные виды К. в зависимости от причн., её порождающих; наиболее распространённые — свободная, вынужденная и капиллярная К.

Свободная я. (естеств.) К. возникает под действием архимедовых сил в поле силы тяжести, если имеют место неоднородности плотности в отд. местах среды, к-рые возникают в результате наличия в жидкости или газе разности тем-р или концентраций примеси. Примером свободной К. является движение воздуха в помещении при наличии отопительного прибора (радиатора или печи). При увеличении тем-ры плотность газов уменьшается и нагретый воздух всплывает наверх, а его место занимает более холодный воздух, опускающийся вниз в др. части помещения. В результате в помещении развивается вихревое движение воздуха. Свободная К. играет важную роль как в технике, так и в природе, она определяет вертикальные перемещения воздушных масс в атмосфере и водных масс в морях и океанах. См. также *Конвективный теплообмен*.

Вынужденная К. вызывается внеш. механич. воздействием на среду. Примерами вынужденной К. являются движение воздуха в помещении под действием вентилятора, течение жидкости в трубе под действием гидронасоса и др. При движении тела в покоящейся среде относительное движение среды в системе координат, связанной с телом, также представляет собой частный случай вынужденной К. Физ. процессы, происходящие при вынужденной К. в связанной с движением тел с большими скоростями в атмосфере, моделируются в *аэродинамических трубах*, где воспроизводится обтекание неподвижных моделей тел потоком воздуха.

Капиллярная К. возникает в объёмах жидкостей со свободной поверхностью при существовании вдоль такой поверхности перепадов поверхностной натяжения. Наиб. распространённой причиной появления

$Gr$	$C$	$n$
$< 10^{-2}$	0,45	0
$10^{-1} - 5 \cdot 10^3$	1,18	1/8
$5 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^7$	0,54	1/4
$> 2 \cdot 10^7$	0,135	1/3



таких переходов является изменение темпы вдоль свободной поверхности (термокапиллярная  $K$ ), другая возможная причина — присутствие в жидкости поверхностно-активной примеси с изменяющейся концентрацией. Интенсивность капиллярной  $K$  довольно мала. В обычных условиях она, как правило, не является существенной на фоне вынужденной или свободной  $K$ . Однако в космич. технике, в условиях свободного полета за пределами атмосферы, когда интенсивность свободной  $K$  становится весьма незначительной из-за невесомости, именно благодаря капиллярной  $K$ , в сосудах с жидкостью могут возникать слабые конвективные движения, к-рые (как и свободноконвективные движения, порождаемые микрогравитацией) существенно затрудняют практич. реализацию условий невесомости.

Н. А. Андриков.

**КОНВЕРСИЯ ТРУБКИ**, то же, что *разрядные трубки*.  
**КОНВЕРСИОННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ**, электроны, испускаемые атомом в результате электромагнитного перехода возбужденного ат. ядра в состоянии с меньшей энергией, когда избыток энергии ядра отдает одному из ат. электронов (см. *Конверсия внутренняя*).

**КОНВЕРСИЯ ВНУТРЕННЯЯ** (от лат. conversio — изменить) — явление, при к-ром энергия, высвобождаемая при эл.-магн. переходе возбужденного атомного ядра с энергией  $\epsilon_n$  в состоянии с меньшей энергией  $\epsilon_k$ , передается в результате эл.-магн. взаимодействия одному из электронов, к-рый покидает атом (конверсионный электрон). Его кинетич. энергия  $T = \hbar\omega - \epsilon_{kn}$ , где  $\hbar\omega = \epsilon_n - \epsilon_k$  — энергия ядерного перехода, т.е. разность энергий начального и конечного состояний ядра,  $\epsilon_{kn}$  — энергия связи электрона в атоме (небольшая доля энергии — сотни или тысячные доли % — передается конечному атому вследствие эффекта отдачи). Электроны могут быть выбиты с разл. оболочек атома, и, соответственно, различают  $K$ -,  $L$ -,  $M$ - и т.д. конверсию.

Отношение вероятности  $K$ ,  $L$  и вероятности перехода с испусканием  $\gamma$ -кванта наз. коэф. конверсии. Коэф.  $K$ ,  $L$  в. возрастает с уменьшением энергии перехода  $\hbar\omega$ , ростом его мультипольности  $L$  и заряда ядра  $Z$  (в первом приближении  $\propto Z^2$ ). В зависимости от этих параметров коэф.  $K$ ,  $L$  может меняться в широких пределах от  $10^{-2} - 10^{-3}$  до величин  $\gg 1$ . Коэф. конверсии слабо (с точностью до 4—0,1%) зависит от структуры ядра. Это происходит оттого, что длины волн конверсионного электрона и  $\gamma$ -излучения почти всегда во много раз больше размеров ядра.

Особый случай — переход ядра между состояниями  $0^+ \rightarrow 0^+$  (в общем случае  $I^{\pi_1} \rightarrow I^{\pi_2}$ , где  $I$  — полный угл. момент ядра,  $\pi$  — четность), напр. в ядрах  $^{16}\text{O}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ . В этом случае переход с испусканием одного  $\gamma$ -кванта строго запрещен правилами отбора по угл. моменту (угл. момент  $\gamma$ -кванта не может быть равен 0) и снятие возбуждения ядра идет либо путем  $K$ ,  $L$ , или же излучением одновременно двух  $\gamma$ -квантов с суммарной энергией  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \epsilon_n - \epsilon_k$  (см. *Гамма-излучение*).

Величина коэф.  $K$ ,  $L$  вычисляется методами квантовой электродинамики (в широком диапазоне  $\hbar\omega$  значения  $L$ ,  $Z$  табулированы). Сравнение измеренных коэф.  $K$ ,  $L$  с рассчитанными — один из основных методов определения мультипольностей переходов, синов и четностей ядерных состояний.

При энергиях переходов  $\hbar\omega$ , превышающих удвоенную энергию покоя электрона ( $\hbar\omega \geq 2mc^2 = 1,022$  МэВ,  $m$  — масса электрона), может происходить образование электрон-позитронных пар (и а р н я к о н в е р с и я), вероятность к-рой в отличие от  $K$ ,  $L$  на электронах атома растёт с ростом энергии  $\hbar\omega$  и падает с увеличением мультипольности перехода  $L$ . Спектры электронов и позитронов непрерывны, причём суммарная кинетич. энергия электрона и позитрона равна  $\hbar\omega - 2mc^2$  (см. *Рождение пар*).

Лит.: Альфа-, бета- и гамма-спентроскопия, пер. с англ., в. 3—4, М., 1969; см. также лит. при ст. *Гамма-излучение*.

**КОНДЕНСАТОР ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ** (от лат. condensare, букв. — тот, кто уплотняет, сгущает) — устройство, предназначенное для получения нужных величин электрич. ёмкости и способное накапливать и отдавать (перераспределять) электрич. заряды. К. э. применяются в электрич. цепях (сосредоточенные ёмкости), электроэнергетике (конденсаторы реактивной мощности), импульсных генераторах напряжения, в измерит. цепях (измерит. конденсаторы и ёмкостные датчики).

К. э. состоит из двух (иногда более) проводящих тел (обкладок) разделённых диэлектриком. Как правило, расстояние между обкладками, равное толщине диэлектрика, мало по сравнению с линейными размерами обкладок. Поэтому электрич. поле, возникающее при подключении обкладок к источнику с напряжением  $U$ , практически полностью сосредоточено между обкладками. При этом частичные собственные ёмкости электрические обкладок пренебрежимо малы по сравнению с их частичной взаимной ёмкостью, к-рая в этом приближении примерно равна ёмкости К. э. Численно ёмкость  $C$  К. э. равна заряду  $q$  одной из обкладок при напряжении, равном единице:  $C = q/U$ . Энергия, запасённая заряженным до пост. напряжения  $U$  К. э., равна  $W = CU^2/2$ . Ёмкость К. э. зависит от абс. диэлектрич. проницаемости диэлектрика  $\epsilon$ , формы и геом. размеров. Ёмкость плоского К. э., представляющего собой две параллельные пластины, разделённые диэлектриком, равна  $C = \epsilon S/d$  (в СИ), где  $S$  — площадь обкладки,  $d$  — расстояние между обкладками (толщина диэлектрика). Кроме ёмкости К. э. обладает активным сопротивлением  $R$  и индуктивностью  $L$ . Поэтому полное сопротивление К. э. sinusoidalному току с круговой частотой  $\omega$  равно (см. *Импедаис*)

$$z = \sqrt{R^2 + [\omega L - (i\omega C)^{-1}]^2}$$

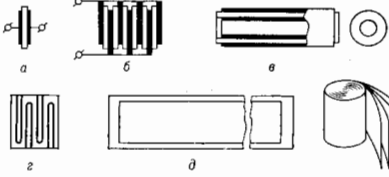
и выше резонансной частоты  $\omega_{рез} = (LC)^{-1/2}$  носит активно-индуктивный характер. Как правило, К. э. используются на частотах, значительно меньших резонансной, на к-рых его индуктивность обычно пренебрегают. Активное сопротивление К. э. зависит от уд. сопротивления диэлектрика, материала обкладок и выводов, формы и размеров К. э., частоты и темп-ры, индуктивности — в основном от формы и размеров К. э.

При подключении обкладок к источнику пост. напряжения К. э. заряжается до напряжения  $U$  источника. Ток, продолжающий течь через К. э. после его зарядки, наз. током утечки. Он равен  $I_y = U/R_{из}$ , где  $R_{из}$  — сопротивление изоляции, дающей осев. выклад в активное сопротивление К. э.

В цепи sinusoidalного напряжения ток через К. э. опережает по фазе напряжение на угол, близкий к  $90^\circ$ , и может быть представлен в виде суммы двух составляющих: реактивной (ёмкостной) составляющей тона (опережающей по фазе напряжение на  $90^\circ$ ) и активной составляющей тока (совпадающей по фазе с напряжением). Отношение амплитуд или действующих значений этих составляющих определяет тангенс угла диэлектрич. потерь  $\lg \delta$  К. э.:  $\lg \delta = I_a/I_p$ , где  $I_a$  и  $I_p$  — действующие значения активной и реактивной составляющих тока через К. э. Угол  $\delta$  дополняет сдвиг фаз между током и напряжением К. э. до  $90^\circ$ . Реактивная мощность К. э.  $Q = \omega C U^2$ . Мощность тепловых потерь энергии в К. э.  $P_a = \omega C U^2 \lg \delta$ . Любая К. э. при достаточном увеличении напряжения пробивается (происходит разряд между обкладками). Пробивное напряжение определяется электрич. прочностью диэлектрика К. э. в конкретных условиях эксплуатации.

При изготовлении К. э. используются неск. базовых конструкций (рис.). В простейшем случае это плоский К. э. — две плоские металлич. обкладки, разделённые диэлектриком (а), или плоский многопластичный К. э., содержащий  $n$  обкладок, соединённых параллельно (б). Эти две конструкции чаще применяются в К. э. с неорганич. диэлектриками. Кроме них в керамич. К. э. используются ещё две конструкции — цилиндрич.

и многосекционная (е и е). В К. э. с органич. диэлектриками базовой конструкцией является спиральный К. э. (д), в к-ром обкладки и диэлектрик представляют собой ленты, скручиваемые спиралью. Эта же конструкция часто применяется в К. э. с оксидным диэлектриком. В них диэлектриком служит тонкая оксидная плёнка, к-рая наносится на одну из обкладок (анод) электролитич. путём. Объёмно-пористый анод (алюминий, индий, тантал). В результате анод имеет большую эфф. поверхность, отделённую от второй обкладки тонкой изолирующей оксидной плёнкой, что определяет



ет большую ёмкость оксидно-электролитич. К. э. В качестве второй обкладки используют жидкий или пастообразный электролит, проникающий в поры анода. В водостроенных К. э. применяются дисковые, пластинчатые и цилиндрич. конструкции, а диэлектриком в них служит конденсаторная керамика или воздух. В качестве К. э. часто используются электрически управляемые конденсаторы (вариконды), а также полупроводниковые транзисторы и диоды с запятыми p-n-переходами.

Лит.: Ренне В. Т., Электрические конденсаторы, 3 изд., М., 1989; Горичева Г. А., Добромослов Е. Р., Конденсаторы, Саратов, М., 1984.

Ф. И. Шакиранов.

**КОНДЕНСАЦИЯ** (от латинск. condensatio — уплотнение, сгущение) — переход вещества из газообразного состояния (пара) в жидкое или твёрдое состояние. Квазистатич. процесс К. происходит в условиях равновесия соприкасающихся фаз и является фазовым переходом 1-го рода. Если при этом давление  $p$  поддерживается постоянным, то сохраняется постоянной и абс. тем-ра  $T$ . Связь между  $p$  и  $T$  определяется равенством *химические потенциалы*  $\mu_n$  и  $\mu_k$  для пара и жидкости соответственно:

$$\mu_n(p, T) = \mu_k(p, T),$$

или задаётся *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. Эти ур-ния справедливы как для К., так и для обратного процесса — испарения, направление же процесса определяется теплообменом с окружающей средой: если системе сообщается теплота, происходит испарение, при её отводе — К. Кол-во теплоты, выделяющейся при К. единицы массы, равно теплоте испарения. В квазистатич. условиях К. пара и жидкость возможна в интервале давлений от критического до давления в *тройной точке*. Ниже давления в тройной точке конденсирующий пар граничит с кристаллом (рис. к ст. *Испарение*).

Равновесие между паром и конденсированной фазой (напр., в замкнутом объёме) имеет динамич. характер: ср. потоки конденсирующихся и испаряющихся молекул равны между собой, т. е. компенсируют друг друга. При нарушении фазового равновесия величину некомпенсированного потока молекул  $j_N$  можно оценить, используя приближение идеального газа для пара (т. я. ур-ние Герца — Кнудсена):

$$j_N = \alpha (p - p_n) (2\pi m k T)^{-1/2},$$

где  $\alpha$  — коэф. конденсации, различный для разных веществ,  $p_n$  — равновесное давление (давление насыщения при тем-ре  $T$ ),  $m$  — масса молекулы. Если

в газовой фазе присутствует неконденсирующий газ, то К. пара происходит при его парциальном давлении, соответствующем линии насыщения чистого вещества. Молекулы газа скапливаются у поверхности раздела фаз и затрудняют К., снижая её скорость, однако появившийся градиент концентрации вызывает их диффузию.

Если первоначально пар не сосуществует с конденсированной фазой, то он может перейти в метастабильное состояние, характеризуемое степенью пересыщения  $e = p/p_n$ . При высоких степенях пересыщения внутри парогазовой смеси даже в отсутствие конденсирующихся поверхностей может начаться процесс К. КINETИКА нач. стадии такой объёмной К. описывается теорией гомогенного зародышеобразования. Высокая степень пересыщения создаётся при быстром расширении пара в потоке, при смешении пара с холодным газом, в молекулярных пучках. Образование зародышевых капель облегчается на смачиваемых стенках, твёрдых частицах (гетерогенное зародышеобразование) и на явах (напр., в *Вильсона камере*).

К. и испарение играют важную роль в круговороте воды в природе, а также в разл. технол. процессах. На тепловых и атомных электростанциях К. отработанного водяного пара происходит при низком давлении (ок. 4 КПа). На смачиваемой твёрдой охлаждаемой поверхности конденсат образует сплошную плёнку, к-рая ухудшает теплообмен между паром и стенкой. В отсутствие смачивания наблюдается капельный режим К., к-рый предпочтительнее плёночного, однако при длит. работе несмачиваемая поверхность обычно становится смачиваемой. К. используется также в холодильных машинах, в окислителях газов, в опреснительных и ректификационных установках. Кроме К. на твёрдой поверхности в технике применяют К. на струях и каплях предварительного охлаждённой жидкости.

Неравновесная К. на твёрдой поверхности с тем-рой  $T_W < T_{TP}$  ( $T_{TP}$  — тем-ра тройной точки) может идти по схеме пар → жидкость → кристалл. Для ряда веществ экспериментально показано, что ниж. граница перехода к механизму К. пар → кристалл лежит при  $T_W \approx 1/2 T_{TP}$  (см. *Кристаллизация*). Неравновесная К. на охлаждаемой подложке (напр., для воды при  $T_W \leq 120$  К) может приводить к образованию твёрдого аморфного (стеклообразного) слоя вещества.

Лит.: Радченко И. В., Молекулярная физика, М., 1965; Хирс Д., Паунд Г., Испарение и конденсация, пер. англ., М., 1966; Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1984.

В. П. Сергинов.

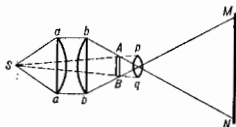
**КОНДЕНСИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ВЕЩЕСТВА** (конденсированное тело) — понятие, объединяющее твёрдые тела и жидкости в противопоставлении их газу. Атомные частицы (атомы, молекулы, ионы) в конденсированном теле связаны между собой. Ср. энергии теплового движения частиц не хватает на саморазрывной разрыв связи, поэтому конденсированное тело сохраняет свой объём. Мерой связи атомных частиц служит теплота испарения (и жидкости) и теплота возгонки (в твёрдом теле).

**КОНДЕНСОР** — короткофокусная линза или система линз, используемая в оптич. приборе для освещения рассматриваемого или проецируемого предмета. К. собирает и направляет на предмет лучи от источника света, в т. ч. и такие, к-рые в его отсутствие проходят мимо предмета, в результате резко возрастает освещённость предмета. К. применяются в *микроскопах, спектральных приборах, проекционных аппаратах* разл. типов.

Конструкция К. тем сложнее, чем больше его апертура. При числовых апертурах до 0,1 применяют простые линзы; при апертурах 0,2—0,3 — дуохлинзовые, выше 0,3 — трёхлинзовые К. Наиб. распространён К. из двух одинаковых вогло-выпуклых линз, к-рые обращены друг к другу сферич. поверхностями (рис.) для уменьшения *сферической aberrации*. Иногда поверх-

ности линз К. имеют более сложную форму — параболаидальную, эллипсоидальную и т. д. Разрешающая способность микроскопа повышается с увеличением апертуры его К. Часто К. из неск. линз (с диафрагмой) используется в спектральных приборах для получения

Схема проекционного аппарата с конденсором: S — источник света; *aa'b'b'* — конденсор; *AB* — проекционный предмет; *pq* — проекционный объектив; *MN* — экран.



однородного освещения предмета при неоднородной структуре источника света.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 2, М., — 1, 1952.

**КОНДО ЭФФЕКТ** — аномальная температурная зависимость электропроводности сплавов немагн. металлов (Sn, Al, Ag, La, Ln и др.) с небольшим кол-вом магн. примесей — атомов переходных (Fe, Cr, Co, V) или редкоземельных (Ce, Yb, Tm) элементов. Аномалия состоит в том, что при понижении темп-ры электропроводность *R* таких сплавов сначала убывает по закону, типичному для немагн. металлов, а затем при нек-рой характерной темп-ре *T<sub>K</sub>* (темп-ра Кондо) проходит через минимум и далее остаётся конечным при *T* → 0К (рис. 1).

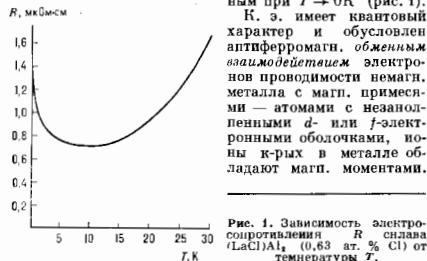


Рис. 1. Зависимость электропроводности *R* сплава  $(LaCl_2)_3Al_3$  (0,83 ат. % Al) от температуры *T*.

Необычные свойства рассеяния электронов проводимости на примесных атомах, вызванного этим взаимодействием (рассеяние электрона может сопровождаться переворотом спинового электрона и примесного атома), приводит к ярко выраженным аномалиям кинетич., термич. и магн. свойств таких сплавов. Наблюдается отрицат. *магнетосопротивление* (рис. 2), гигантский пик в температурной зависимости *термоэдс.*, максимум в температурной зависимости *теплоёмкости* и т. д. Магн. примеси понижают темп-ру сверхпроводящего перехода немагн. металла, а также при достаточной концентрации могут привести к явлению т. н. в о з в р а т и о й *сверхпроводимости*: при дальнейшем понижении темп-ры сплав из сверхпроводящей фазы переходит в нормальную, а затем при дальнейшем понижении темп-ры вновь становится сверхпроводником.

Описанные аномальные явления, экспериментально обнаруженные в 30-х гг. 20 в., были систематически исследованы в 60-х гг. В результате этого экспериментально установлен универсальный характер поведения магн. примеси в немагн. металле с темп-рой *T<sub>K</sub>*, характерной для каждого сплава. *T<sub>K</sub>* изменяется в широком диапазоне: напр., от 1К (для LaCe) до 300К (для AuV). При этом эффекты пропорц. концентрации примеси (т. е. не зависят от межпримесных корреляций) вплоть до концентрации примеси от *n* ~ 10% для атомов переходных элементов до *n* ~ 1% для редкоземельных.

Аномальные явления объясняются тем, что амплитуда *I* обменного рассеяния (см. *Амплитуда рассеяния*) электронов проводимости на примеси, приводящего к изменению проводимости магн. момента примеси на направление спина электронов, эффективно растёт с пониже-

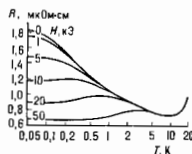


Рис. 2. Зависимость электропроводности сплава  $(LaCl_2)_3Al_3$  от температуры при различных величинах поля *H* (отрицательное магнетосопротивление).

нием темп-ры *T* или магн. поля *H*. В результате роста эфф. взаимодействия электроны проводимости создают повышенную плотность вихрей вокруг атома примеси и полностью компенсируют её магн. момент. Вследствие этого при понижении темп-ры атом примеси теряет магн. момент и примесный вклад в электропроводящие носители возрастает. Компенсация магн. момента проявляется в экспериментах, напр. при понижении темп-ры ниже *T<sub>K</sub>* магн. восприимчивость перестаёт расти и остаётся конечной при *T* → 0К.

Первый шаг к теоретич. описанию этого явления был сделан Дж. Кондо (J. Кондо, 1964), к-рый в рамках простейшей модели рассмотрел вклад обменного взаимодействия электронов проводимости с примесными атомами в первом неборновском приближении. Оказалось, что эфф. взаимодействие логарифмически растёт при понижении *T*. В 1965 А. А. Абрикосов и Д. Сул (D. Soule) для  $T \gg T_K$  установили соотношение [1, 2, 3]:

$$\rho I(T) \approx 1/\ln(T/T_K). \quad (1)$$

Здесь темп-ра Кондо  $T_K \approx \epsilon_F \exp(-1/IRn)$ , где  $\epsilon_F$  — энергия Ферми,  $\rho$  — плотность состояний при  $\epsilon = \epsilon_F$ , *I* — амплитуда обменного рассеяния зонного электрона на примесном атоме, *R* — электропроводность, *n* — концентрация электронов. Тем самым были объяснены логарифмич. рост электропроводности *R* сплавов при уменьшении *T*:

$$R \propto C I^2(T) \quad (2)$$

(*C* — концентрация примеси), и прекращение роста магн. восприимчивости  $\chi$  вплоть до *T<sub>K</sub>*:

$$\chi(T) = \frac{1}{4T} (g\mu_B)^2 \left(1 - \frac{1}{\ln(T/T_K)}\right). \quad (3)$$

Здесь  $\mu_B$  — магнетон Бора, *g* — гиромагн. отношение для иона. Соотношения (1–3) справедливы при  $T \gg T_K$ , когда обменное взаимодействие невелико ( $I(T) \ll 1$ ).

В области  $T \leq T_K$  обменное взаимодействие уже не мало и методы теории возмущения не позволяют описать поведение магн. примеси. Проблема теоретич. описания низкотемпературных свойств магн. примеси в немагн. металле получила назв. в проблеме Кондо. В дальнейшем применение идей и методов *ренормализационной группы* [Ф. У. Андерсон (Ph. W. Anderson), К. Г. Уилсон (K. G. Wilson) и др.], а также феноменологич. теория *ферми-жидкости* (П. Ноэльер, P. J. Nozières, 1974) позволило выяснить, что обнаруженный в рамках теории возмущения рост эфф. обменного взаимодействия при понижении темп-ры продолжается и при  $T < T_K$  и приводит к сильной связи примесного иона с электронами проводимости при  $T = 0$  К [1]. Это означает полную компенсацию магн. момента примесного иона электронами проводимости и тем самым образование максимума плотности состояний  $\rho$  на поверхности Ферми. В результате этого эфф. состояние атома примеси оказывается синглетным (её магн. момент при  $T = 0$  К исчезает при  $H \rightarrow 0$ , магн. восприимчивость  $\chi$  остаётся конечной при  $T = 0$  К, а все физ. величины при  $T < T_K$  становятся регулярными

Ф-циями  $T, N$  и др. с масштабом энергии  $kT_K$ ). Напр., магн. восприимчивость

$$\chi(T) \approx \frac{(g\mu_B)^2}{2kT_K} \quad (4)$$

Теплоёмкость

$$C \approx \frac{\pi}{3} \frac{kT}{T_K} \quad (5)$$

Электросопротивление  $R$  определяется соотношением

$$\frac{R-R_0}{R_0} \approx \frac{\pi^2 (kT)^2}{T_K} \quad (6)$$

Здесь  $R_0 = 3\pi/8 (v_F)^2$ ,  $v_F$  — скорость электрона на поверхности Ферми. Подобное поведение известно в теории ферми-жидкости. Более того, между значениями  $\chi$  и  $C$  при  $T \rightarrow 0K$  имеют место соотношения с коэф., характерными для теории ферми-жидкости.

Полное решение проблемы Кондо и др. моделей, описывающих динамику образования локализованного магн. момента в металле (учитывающих электронную структуру атома примеси, эффекты *внутрикристаллического* и др.), было получено в 1980 методами теории квантовых интегрируемых систем [4–5]. Мн. традиц. модели, описывающие электронные свойства сплавов немагн. металлов с магн. атомами, оказались «интегрируемыми» и были решены точно. В рамках этого решения были вычислены термодинамич. ф-ции сплавов при проводящих  $T$  и  $N$  и полностью описано образование максимума плотности состояний на поверхности Ферми. Тем самым удалось проследить за плавным переходом примеси из магн. состояния в немагнитное при понижении  $T$ . Явление роста интенсивности взаимодействия при понижении энергии имеет место во многих важных проблемах физики конденсированных сред и физики частиц высоких энергий и является одной из важных проблем *квантовой теории поля*.

Лит.: 1) Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 2) Сибири Н., *Divergence theory of the Kondo effect*, Phys. Rev. A, 1985, v. 138, p. 515; 3) Gruner G., Zawadowski A., *Magnetic impurities in non-magnetic metals*, Repts. Progr. Phys., 1974, v. 37, p. 1497; 4) Тсвеллик А. М., *What is going on in P. W.*, Exact results in the theory of magnetic alloys, Adv. Phys., 1983, v. 32, p. 453; 5) Anderson N., Furuya K., Lowenstein J. H., *Solution of the Kondo problem*, Revs Mod. Phys., 1983, v. 55, p. 331.

П. Е. Визюк.

**КОНДО-РЕШЕТКИ** — регулярные решётки, образующие ионами, металлами, соединениями или сплавами немагн. металлов с парамагн. ионами, в  $k$ -рых антиферромагн. обменное взаимодействие электронов проводимости с магн. ионами вызывает ряд характерных аномалий кинетич., термич. и магн. свойств (см. *Кондо эффект*, *Антиферромагнетизм*). Все эти аномалии можно описать с помощью теории, в рамках  $k$ -рой считается, что «пере-

С у л а). Ширина резонанса определяется тем-рой Кондо  $T_K$ , а его амплитуда  $g_K$  обратно пропорц.  $T_K$  (рис. 2).

Для одного парамагн. иона (кондо-примеси) амплитуда  $g$  резонанса пренебрежимо мала по сравнению с плотностью состояний  $g_0(\epsilon)$  в нормальных металлах. Однако в системах, содержащих магн. ионы в каждой элементарной ячейке, она может возрасти в  $N_d$  раз (на 1 моль,  $N_d = \text{Авогадро постоянная}$ ). Для реализации соотношения  $gR(\epsilon_F) \gg g_0(\epsilon_F)$  необходимо подавить прямое и косвенное обменные взаимодействия локализованных спинов ( $J$ ) электронов друг с другом, т. к. оно приводит к магн. фазовому переходу и замораживанию спинов в состояниях стой или иной фиксированной проекцией, что делает невозможным локали-

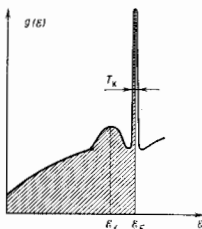


Рис. 2. Плотность электронных состояний  $g(\epsilon)$  в немагнитных кондо-решётках.  $\epsilon_F$  — энергия Ферми;  $\epsilon_f$  — энергия  $f$ -электронов,  $T_K$  — температура Кондо.

ные кондовские флуктуации спина (рис. 1). Прямое обменное взаимодействие спинов можно сделать достаточно слабым, если в качестве магн. атомов взять атомы с недоразрешенной  $4f$ -оболочкой (*лантаноиды*) или  $5f$ -оболочкой (*актиноиды*), у  $k$ -рых радиус  $f$ -оболочки  $\sim 0,3-0,5 \text{ \AA}$ , что всегда больше расстояния между соседними  $f$ -ионами (3–5  $\text{ \AA}$ ).

По сравнению с  $T_K$  тем-ра, соответствующая энергии косвенного обменного взаимодействия спинов через электроны проводимости  $T_{РККИ}$  (взаимодействие Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды), является более медленной ф-цией параметра обменного взаимодействия  $|J|$ :

$$T_K \sim W \exp[-1/g|J|v], \quad (1)$$

$$T_{РККИ} \sim 1/2W. \quad (2)$$

Здесь  $W$  — ширина зоны проводимости,  $v=2j+1$  — кратность вырождения  $f$ -уровня. В случае достаточно больших  $|J|$  экспоненциальная зависимость «обгоняет» степенную и выполняется условие  $T_K \gg T_{РККИ}$ , при  $k$ -ром локальные кондовские флуктуации спина становятся столь эффективными, что фазовый переход в состояние с замороженными спинами не реализуется вплоть до самых низких тем-р. В такой ситуации возможно создание  $k$ -р., в  $k$ -рых число магн. центров  $N_i$  в 1 моль достаточно велико ( $N_i \rightarrow N_d$ ), чтобы обеспечить условие  $gR \gg g_0$ , и в то же время взаимодействие магн. ионов подавлено.

Параметр  $|J|$ , определяющий соотношение между  $T_K$  и  $T_{РККИ}$ : зависит от стени  $V$  гибридизации  $s$ -,  $d$ - и  $f$ -состояний (см. *Гибридизация атомных орбиталей*) и от положения  $\epsilon_f$  относительно  $\epsilon_F$ :

$$|J| \sim V^2 / |\epsilon_F - \epsilon_f|. \quad (3)$$

Все известные  $k$ -р. содержат в качестве магн. центров  $f$ -ионы Ce, Sm, Eu, Tm, Yb, U, Np, у  $k$ -рых энергия  $f$ -электронов аномально близка к  $\epsilon_F$ . Малость знаменателя и достаточно большое значение числителя в (3) и обеспечивают достаточно большое  $|J|$  для выполнения условия  $T_K \gg T_{РККИ}$ . Т. о., увеличение  $|J|$  приводит к существенному изменению свойств системы локализованных спинов, находящихся в «море» электронов проводимости в металлах. В обычных магн. металлах параметр  $|J|$  мал,  $T_{РККИ} \gg T_K$  и замораживание спинов при  $T \ll T_{РККИ}$  делает невозможным кондовские флуктуации спина, поэтому резонанс  $g(\epsilon)$  в окрестности  $\epsilon_F$  не образуется.



Рис. 1. Переворот спина магнитной примеси ( $f$ -иона) с участием фермионских электронов. Внутренней оболочке парамагнитного иона соответствует узкая энергетическая зона, попадающая в зону проводимости немагнитного металла;  $\epsilon_f$  — энергия  $f$ -электронов,  $\epsilon_F$  — энергия Ферми ( $k$  — квазиимпульс);  $g(\epsilon)$  — плотность состояний.

брос магн. иона (в частности, иона с недоразрешенной  $f$ -оболочкой) между состояниями с разл. проекцией локализованного спина (локальные кондовские флуктуации) приводит к увеличению афф. массы фермионских электронов  $m^*$ . При низких тем-рах ( $T < T_K$ ,  $T_K$  — тем-ра Кондо) фермионские электроны регулярно «запускают» по  $f$ -оболочку (рис. 1), что проявляется в увеличении их афф. массы ( $f$ -электроны имеют большую афф. массу). Это, в свою очередь, приводит к образованию в окрестности уровня Ферми  $\epsilon_F$  пика плотности состояний  $g(\epsilon)$  (резонанс Абрикосова —

На практике реализуются К.-р. двух типов. В К.-р. с промежуточным значением  $|I|$  и  $T_{РККИ} \geq T_K$  (CeBa, CeAl<sub>3</sub>, CeIn<sub>3</sub> и др.) видны кондовские аномалии сопротивления, термоэдс, теплоёмкости, магн. восприимчивости, однако в области достаточно низких темп-р тенденции к переходу в состояние с замороженными спинами оказываются доминирующей. В результате осн. состояние системы локализованных спинов является магнитным, но на характер магн. структуры кондовские флуктуации спина оказывают заметное влияние (магн. в. К.-р.).

В К.-р. с  $T_K \geq T_{РККИ}$  (CeAl<sub>3</sub>, CeCuSi<sub>2</sub>, CeCu<sub>2</sub>, UB<sub>2</sub> и др.) доминируют локальные кондовские флуктуации, причём каждый  $f$ -ион вносит независимый вклад в усиление амплитуды  $g_R(\epsilon_F)$  резонанса Абрикосова — Суза (и е м а г н. К.-р.). При этом все параметры, связанные со значением  $g_R$ , отягачаются на 2–3 порядка от соответствующих параметров у нормальных металлов: немагн. К.-р. обладают гигантским электронным коэф. теплоёмкости (у пропорц.  $g_R$ ), усиленным Паули парамагнетизмом (магнитная восприимчивость  $\chi$  пропорц.  $g_R$ ), аномалиями электропроводности, термоэдс, коэф. Холла и т. д. (табл.). Темп-ра Кондо в немагн. К.-р.  $T_K \sim 2-10$  К, что на 3 порядка меньше темп-ры вырождения электронного газа в нормальных металлах. Чрезвычайно узко резонансу в немагн. К.-р. отвечают квазичастицы с эфф. массой  $m^* \sim (10^2-10^3)m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), наз. тяжёлыми фермионами.

**Низкотемпературные свойства немагнитных кондо-решёток по сравнению с нормальными металлами (Cu)**

	$\chi_{Паули}$ моль <sup>-1</sup> К	$\chi_{Cu}$ моль <sup>-1</sup>	$\frac{m^*}{m_0}$	Скорость Ферми-вских электронов $v_F$ , см/с
CeCu <sub>2</sub> Si <sub>2</sub> . . . . .	1050	$0,65 \cdot 10^{-1}$	200	$\sim 10^8-10^9$
CeAl <sub>3</sub> . . . . .	1650	$3,6 \cdot 10^{-2}$	500	$\sim 10^8-10^9$
Cu . . . . .	0,695	$10^{-3}-10^{-4}$	$0,1-1,0$	$0,6 \cdot 10^8$

ми. В связи с этим немагн. К.-р. наз. также системами с тяжёлыми фермионами.

Положение резонанса относительно  $\epsilon_F$  зависит от кратности  $\nu$  вырождения  $f$ -уровня, т. к. при  $T=0$ К резонанс занюлен на  $1/\nu$  часть. В реальных К.-р. эфф. кратность вырождения определяется соотношением между величиной расщепления  $f$ -уровня во внутрискристаллическом поле  $\Delta$  и  $T_K$ . Если наимизшее, отщепленное кристаллич. полем состояние является дублетом ( $j=1/2, \nu=2$ ) и  $\Delta > kT_K$ , то  $1/\nu=1/2$  и при темп-рах  $T \leq T_K$  резонанс образуется точно на уровне Ферми (рис. 2). Если  $\Delta < kT_K$ , в формировании резонанса участвуют все  $(2\nu+1)$  ирокций спина, причём т. к. в реальных К.-р.  $\nu > 2$  (напр., в цервевых К.-р.  $\nu=6$ ), то резонанс несколько смещён относительно  $\epsilon_F$  (рис. 3).

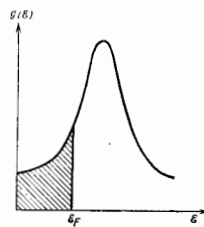


Рис. 3. Плотность электронных состояний в немагн. К.-р. с кратностью вырождения  $\nu > 2$ .

Амплитуда резонанса Абрикосова — Суза в интервале  $T = (0,1-10) T_K$  не зависит от  $T$ , при этом в силу условия  $T_K \gg T_{РККИ}$  её величина представляет собой сумму независимых вкладов всех кондо-примесей. При  $T \leq 0,1 T_K$  необходим учёт когерентности кондовских

флуктуаций спина, приводящей к ньюлению на резонансе исеводости на уровне Ферми.

В 1979 Ф. Штеглихом (F. Steglich) в CeCuSi<sub>2</sub> была открыта «сверхпроводимость тяжёлых фермионов». В дальнейшем она обнаружена у UB<sub>2</sub>, UPt<sub>3</sub>, URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>. Сверхпроводники с тяжёлыми фермионами обладают необычными свойствами как в нормальном состоянии, так и в сверхпроводящей фазе. В частности, при малых значениях темп-р сверхпроводящего перехода  $T_c \sim 0,5-0,9$  К они имеют очень высокие критич. магн. поля, высокую чувствительность к примесям. Аномальные свойства сверхпроводников с тяжёлыми фермионами указывают на необычный характер сверхпроводимости, отличный от традиц. механизма БКШ. В частности, обсуждается возможность возникновения сверхпроводимости электронных пар с ненулевым орбитальным моментом, аналогичной сверхтекущей фазы А в <sup>2</sup>He.

Лит.: Абрикосов А. А., Магнитные примеси в немагнитных металлах, «УФН», 1969, т. 97, с. 403; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; Sticlich F. и др. Superconductivity in the presence of strong Pauli paramagnetism: CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>, «Phys. Rev. Lett.», 1979, v. 43, p. 1892; Tavekkil A. M., Wiegmann P. B., Exact results in the theory of magnetic alloys, «Adv. Phys.», 1983, v. 32, p. 453; Brandt N. B., Moshchalkov V. V., Concentrated Kondo systems, «Adv. Phys.», 1984, v. 33, p. 373; Мочалков В. В., Брадт Н. В., Немагнитные кондо-решётки, «УФН», 1986, т. 149, в. 4, с. 545; В. В. Мочалков.

**КОНИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ** — особый вид преломления света в двуосных кристаллах, наблюдаемый в тех случаях, когда направление светового луча совпадает с к.-з. оптич. осью кристалла (биперпендикулярно к поверхности кристаллооптика). К.-р. теоретически была предсказана в 1832 У. Р. Гамильтоном (W. R. Hamilton), применившим Гюйгенса Френеля принцип при рассмотрении распространения света в двуосном кристалле в указанном направлении. Экспериментально К.-р. была обнаружена Х. Ллойдом (H. Lloyd) в 1833.

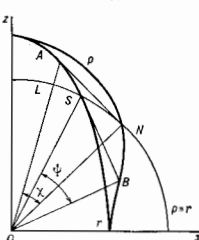


Рис. 1.

На рис. 1 изображены сечения лучевой и волновой поверхностей двуосного кристалла плоскостью  $zoz$ . Поверхности нормалей пересекаются  $zoz$  по окружности ( $p=r$ ) и овалу ( $p$ ),  $N$  — двойная точка поверхности нормалей,  $ON$  — оптическая ось волновых нормалей. Лучевая поверхность пересекается плоскостью  $zoz$  по той же окружности ( $p=r$ ) и эллипсу ( $r$ ),  $S$  — двойная точка лучевой поверхности,  $OS$  — лучевая оптическая ось.

Одному волновому вектору, направленному вдоль  $ON$ , соответствует множество лучевых векторов (таких, как  $OA$  на рис.), проведённых в точку касания лучевой поверхности с плоскостью, перпендикулярной  $ON$  (её след на  $zoz$  есть  $AN$ ). Эти лучевые векторы образуют полный конус с круговым основанием (т. н. конус в внутренней рефракции) с углом раствора  $\chi$ , определяемым соотношением  $\lg \chi = -V(\epsilon_x - \epsilon_y)(\epsilon_y - \epsilon_z)/\epsilon_x \epsilon_z$ . Аналогично одному вектору, направленному вдоль лучевой оптич. оси  $OS$ , соответствует множество волновых векторов (типа  $OB$ ), проведённых в точку пересечения волновой поверхности с плоскостью, касательной к лучевой поверхности в точке  $S$ . Эти волновые векторы образуют полный конус с круговым основанием (конус во внешней рефракции) с углом раствора  $\psi$ , определяемым соотношением  $\lg \psi = \lg \chi V \epsilon_x \epsilon_y / \epsilon_z$ .

Внутр. К.-р. можно наблюдать, если на пластинку, вырезанную из двуосного кристалла перпендикулярно

бинормали, послать в направлении нормали неполяризованный параллельный пучок лучей, пропущенный через узкое отверстие в экране. Пучок будет расходиться в кристалле подым конусом с непрерывно меняющейся линейной поляризацией. На выходе из верх. грани в воздухе образуется световой полый цилиндр, дающий на экране светлое кольцо. Направление поляризации на рис. 2(а) помечены точками и чёрточками на лучах и чёрточками на экране.

Для наблюдения внеш. К. р. пластинку из двуосного кристалла, вырезанную перпендикулярно лучевой оптич. оси (бирадиали), освещают сходящимся пучком лучей (рис. 2, б). Др. поверхность пластины закрывают диафрагмой с отверстием  $O_2$  точно напротив фокуса  $O_1$  падающего пучка. В кристалле вдоль бирадиали распространяются лучи, нормали к-рых расположены по образующим конуса.

На выходе из пластинки образуется полый световой конус (с вершиной в  $O_2$ ) плоскополяризованных лучей, дающий на экране светлое кольцо.

К. р. испытывают только те лучи, направленные к-рых строго совпадают с бинормалью или бирадиалью. Используемые в реальном эксперименте пучки имеют конечную угл. апертуру, поэтому многолуч. лучи, не совпадающие точно с бинормалью и бирадиалью, испытывают обычное двойное лучепреломление, отклоняясь от конуса рефракции внутрь или наружу. Эти лучи дают на экране два ярких кольца, разделённых слабо освещённым кольцом К. р.

Лит. см. при ст. Кристаллооптика. Б. Н. Грекушиков.

**КОНИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ** — класс автомодельных сверхзвуковых установившихся движений идеального газа (см. *Автомодельное течение*), отличающихся тем, что все параметры газа, характеризующие течение (скорость, плотность, давление и т. д.), сохраняются постоянными на лучах (прямых линиях), проходящих через одну точку в пространстве, и могут изменяться лишь при переходе от одного луча к другому. Простейшее К. т. возникает при обтекании прямого кругового конуса равномерным сверхзвуковым потоком, причём ось конуса либо параллельна направлению потока (осесимметричное К. т.), либо составляет с ним нек-рый угол (нространственное К. т. или обтекание конуса под углом атаки). При осесимметричном обтекании конуса равномерный сверхзвуковой поток тормозится сначала в конич. ударной волне, присоединённой к вершине конуса, а затем в конич. волне сжатия, примыкающей к ударной волне, осуществляющей дальнейшее изотропное торможение и доводит. поворот потока до направления, соответствующего направлению поверхности обтекаемого конуса (рис. 4 к ст. *Автомодельное течение*).

К. т. встречается при обтекании мн. тел, используемых в авиации, артиллерии, ракетной технике, напр. остроконечных артиллерийских снарядов, носовых частей фюзеляжей сверхзвуковых самолётов, центр. тел воздухозаборников воздушно-реактивных двигателей. Области К. т. образуются и при обтекании нек-рых др. тел, напр. треугольной пластинки под углом атаки, клиновидного тела конечного размаха, конич. поверхностей вкрутлого, в т. ч. «звездообразного», поперечного сечения.

При матем. описании К. т. ур-ния газовой динамики, являющиеся в общем случае дифференц. ур-ниями в частных производных, сводятся к системе обыкновенных дифференц. ур-ний с соответствующими граничными условиями на обтекаемой конич. поверхности и на присоединённой к вершине конуса конич. ударной вол-

не. Автомодельные решения системы дифференц. ур-ний двумерных безвихревых изотропных течений в декартовой прямоугольной системе координат  $x, y$  относительно составляющих скорости  $u(x, y)$  и  $v(x, y)$  имеют вид  $u = u(\lambda), v = v(\lambda)$ , где  $\lambda = z/y$  — автомодельная переменная.

К конич. автомодельным течениям относится также автомодельные конич. волны разрежения и сжатия. В конич. волне разрежения пост. сверхзвуковой поток, текущий со скоростью  $u_1$ , непрерывно расширяется, достигая макс. скорости  $u_{\text{макс}}$  при истечении в вакуум

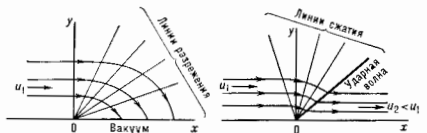


Рис. 1. Автомодельная коническая волна разрежения. Вакуум достигается вдоль полуоси  $Ox$  ( $x > 0, y = 0$ ), где  $u = u_{\text{макс}}$ .

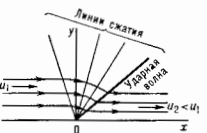


Рис. 2. Автомодельная коническая волна сжатия.

вдоль оси симметрии (рис. 1). Автомодельная конич. волна сжатия состоит из непрерывной волны сжатия и конич. ударной волны, посредство к-рых равномерный сверхзвуковой поток, текущий со скоростью  $u_1$ , тормозится и преобразуется в равномерный, параллельный оси симметрии поток с меньшей скоростью  $u_2$  (рис. 2). Такое К. т. используется при проектировании контуров сверхзвуковых воздухозаборников воздушно-реактивных двигателей, рассчитанных на полёт с гиперзвуковыми скоростями.

Лит.: Франкль Ф. И., Избранные труды по газовой динамике, М., 1973; Овсянник Ю. В., Децкин по основам газовой динамики, М., 1981. С. Л. Вышнепольский.

**КОНОСКОПИЧЕСКИЕ ФИГУРЫ** (от греч. *konos* — конус и *skopé* — смотрю) — интерференционные картины в сходящемся поляризованном свете, образованные лучами, прошедшими через кристаллич. пластинку при скрещенных или параллельных поляризаторе и анализаторе, и наблюдаемые в фокальной плоскости объектива микроскопа. (Интерференционные картины, наблюдаемые при скрещенных и параллельных поляризаторах, являются дополнительными друг к другу.) Каждому направлению падающего света в кристалле соответствуют две преломленные световые волны с разл. углами преломления  $\psi$  и  $\psi'$ , распространяющиеся в кристалле с разл. скоростями. Направления световых колебаний этих волн взаимно ортогональны. После прохождения через кристалл волны приобретут век-ровую разность фаз  $\delta$  за счёт разности показателей преломления  $n_o$  и  $n_e$ , а также за счёт разного геом. пути. Анализатор выделяет световые колебания по одному направлению и тем самым обеспечивает условие интерференции, а поляризатор делает картину интерференции стационарной во времени (см. *Интерференция поляризованных лучей*). Т. о., в фокальной плоскости будет локализована нек-рая интерференционная картина, интенсивность каждой точки к-рой зависит от разности фаз  $\delta$  и угла  $\phi$  между направлением пропускания поляризатора и направлением колебаний, пропускаемых анализатором. Кривые, вдоль к-рых  $\delta$  постоянно, наз. и з о х р о м а м и. Они зависят от направления волновых нормалей и толщины пластинки  $d$  и наз. так потому, что при работе с белым светом представляют собой одинаково окрашенные линии. Кривые, вдоль к-рых  $\phi$  постоянно, наз. и з о г р а м и; они представляют собой тёмные полосы, соответствующие направлениям колебаний в поляризаторе. Изогрии зависят от ориентации оптич. осей в пластинке и не зависят от её толщины и длины волны  $\lambda$  (если отсутствует