

пространства X (области определения) в ф-ции $y(t)$ на функциональном пространстве Y (область значений); ф-ция $K(t, s)$ наз. ядром И. о. Чаше всего рассматривают И. о. на функциональных пространствах $C(S)$ (непрерывных на замкнутом множестве S ф-ций) и $L^2(S)$ (интегрируемых на S со степенью p ф-ций).

Среди И. о. наиб. изучены (вплоть до непрерывных) фредгольмовы операторы. Ядро K при этом наз. фредгольмовым ядром. Напр., для И. о., действующего на $C(S)$, ядро K фредгольмово, если ф-ция $K(t, s)$ непрерывна в квадрате $S \times S$. Для И. о. в $L^2(S)$ ядро фредгольмово, если выполнено неравенство:

$$\iint_S |K(t, s)|^2 dt ds < \infty.$$

Важным частным случаем фредгольмова оператора является оператор Гильберта — Шмидта (см. *Интегральные уравнения*). Встречаются И. о. с полярным ядром (со слабой особенностью):

$$K(t, s) = B(t, s) |t - s|^{-m}, \quad 0 < m < n,$$

где $|t - s|$ — расстояние между точками s и t n -мерного пространства. Для ф-ций на $C(S)$ И. о. с полярным ядром будет фредгольмовым, если ф-ция $B(t, s)$ непрерывна на $S \times S$; если $B(t, s)$ ограничена всюду в квадрате $S \times S$ и

$$\iint_S |B(s, t)|^2 ds dt < \infty,$$

то И. о. с полярным ядром фредгольмово в $L^2(S)$.

В матем. физике применяют разл. типы И. о., возникающих при *интегральных преобразованиях*.

Лит.: Владимиров В. С., *Уравнения математической физики*, 5 изд., М., 1988; *Интегральные уравнения*, М., 1988; Рихтер Г. В., *Применение современной математической физики*, пер. с англ., М., 1982. С. В. Мясоедов.

ИНТЕГРИРУЮЩАЯ ЦЕПЬ — электрическая цепь, в к-рой входное напряжение $U_{вх}(t)$ (или ток) пропорционально интегралу по времени от входного напряжения $U_{вх}(t)$ (или тока):

$$U_{вх}(t) = K \int U_{вх}(t) dt.$$

Рис. 1. Интегратор на операционном усилителе.

В основе действия И. ц. лежит накопление заряда на конденсаторе с ёмкостью C под действием приложенного тока $i_C (U_C = 1/C \int i_C dt)$ или накопление магн. потока в катушке с индуктивностью L под действием приложенного напряжения $U_L (U_L = 1/L \int U_L dt)$. Преимущественно используются И. ц. с конденсатором.

С наиб. точностью указанный принцип реализуется в интеграторе на опер. усилителе (ОУ) (рис. 1). Для идеального ОУ разность напряжений между его входами и входные токи равны нулю, поэтому ток, протекающий через сопротивление R , равен току заряда

Широко используется простейшая RC -И. ц. (рис. 2, а). В этой схеме ток заряда конденсатора определяется разностью входного и выходного напряжений $[i_C = (U_{вх} - U_{вых})/R]$, поэтому интегрирование входного напряжения выводится приблизительно и тем точнее, чем меньше выходное напряжение по сравнению с входным. Последнее условие выполняется, если постоянная времени τ много больше интервала времени, по к-рому происходит интегрирование. Для правильного интегрирования импульсного входного сигнала необходимо, чтобы τ была много больше длительности импульса T (рис. 3). Аналогичными свойствами обладает RL -И. ц., показанная на рис. 2, б, для к-рой постоянная времени равна L/R .

И. ц. применяются для преобразования импульсов, модулированных по длительности, в импульсы, модулированные по амплитуде, для удлинения импульсов, получения пилообразного напряжения, выделения низкочастотных составляющих сигнала и т. п. И. ц. на опер. усилителях применяются в устройствах автоматизации и аналоговых ЭВМ для реализации операции интегрирования.

Лит.: Титце У., Шенк К., *Полупроводниковая схемотехника*, пер. с нем., М., 1982. А. В. Степанов.

ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ — уравнение, содержащее неизвестную ф-цию под знаками операций дифференцирования и интегрирования.

И.-д. у. возникают в задачах матем. физики, когда поведение моделируемой системы существенно определяется предыдущими состояниями системы (т. н. явления последовательности, гистерезиса и т. н.). И.-д. у. встречаются, напр., при изучении явлений переноса энергии и диффузии нейтронов, в теории щелевых антенн, в задачах гидродинамики, теории смазки.

Впервые И.-д. у., по-видимому, появились в исследованиях В. Вольтерры в 1913.

В зависимости от вида дифференц. операций различают обыкновенные И.-д. у. и И.-д. у. в частных производных (напр., кинетич. ур-ние Больцмана, ур-ние Колмогорова — Феллера).

В ряде случаев И.-д. у. можно свести к *интегральным уравнениям*, но часто при изучении И.-д. у. возникает спешифич. явления, не свойственные дифференц. и интегральным ур-ниям.

Лит.: Физикова А. Н., *Асимптотические методы в теории дифференциальных и интегро-дифференциальных уравнений*, Тамб., 1974; Вольтерра В., *Теория функционалов, интегральных и интегро-дифференциальных уравнений*, пер. с англ., М., 1982. С. В. Мясоедов.

ИНТЕГРИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИИ — волновая операция, определяющая изменение угла между волокнами, одинаково наклонёнными к гл. осям деформации в точке (октаэдрич. сдвиг). Через компоненты тензора малой деформации e_{ij} И. д. ϵ_k выражаются ф-лой

$$\epsilon_k = (\sqrt{2/3}) [(e_{11} - e_{22})^2 + (e_{22} - e_{33})^2 + (e_{33} - e_{11})^2 + 6(e_{12}^2 + e_{23}^2 + e_{31}^2)]^{1/2}.$$

Понятие И. д. используется в *пластичности теории*. **ИНТЕГРИРОВАНИЕ ЗВУКА** (сила звука) — средняя по времени энергия, переносимая звуковой волной через единичную площадку, перпендикулярную к направлению распространения волны, в единицу времени. Для периодич. звука усреднение производится либо за промежуток времени, больший по сравнению с периодом, либо за целое число периодов.

Для плоской синусоидальной бегущей волны И. з. $I = \rho v / 2 \cdot p^2 / 2 \rho c = v^2 \rho c / 2$, где p — амплитуда звукового давления, v — амплитуда колеб. скорости частиц, ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. В сферич. бегущей волне И. з. обратно пропорц. квадрату

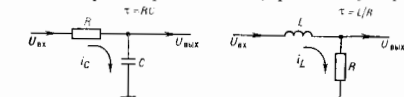


Рис. 2. Интегрирующие цепи: а — RC ; б — RL .

конденсатора C , а напряжение в точке их соединения равно нулю. В результате

$$U_{вых} = -UC = -\frac{1}{RC} \int U_{вх}(t) dt.$$

Произведение $RC = \tau$, характеризующее скорость заряда конденсатора, наз. постоянной времени И. ц.

расстояния от источника. В стоячей волне $I=0$, в с. потока звуковой энергии в среднем нет. И. з. в гармонич. плоской бегущей волне равна плотности энергии звуковой волны, умноженной на скорость звука.

Для излучателей, создающих плоскую волну, говорят об интенсивности излучения, понимая под этим удельную мощность излучателя, т. е. излучаемую мощность звука, отнесенную к единице площади излучающей поверхности.

И. з. в системе единиц СИ измеряется в Вт/м², а в системе единиц СГС — в эрг/с·см² = 10⁻³ Вт/м². И. з. оценивается также уровнем интенсивности по шкале децибел; число децибел $N=10 \lg(I/I_0)$, где I — интенсивность данного звука, $I_0=10^{-12}$ Вт/м².

В. А. Красильников.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ — энергетич. характеристика эл.-магн. излучения, распространяющегося в заданном направлении, пропорциональная квадрату амплитуды колебаний. Мерой интенсивности служит *Пойнтинга вектор*, определенный для средних значений по небольшому, но конечным интервалам пространства и времени и характеризующий поверхностную плотность потока энергии, проходящего в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлению эл. и магн. векторов. Для излучения с данным спектральным распределением И. и.

$$I = \int_0^{\infty} I_{\nu} d\nu = \int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda,$$

где I_{ν} или I_{λ} — спектральная И. и., рассчитанная на единицу интервала частот ν или длины волн λ соответственно. Для излучения, заполняющего нек-рый объем, в общем случае И. и. зависит от направления распространения и времени, в случае *излучения равновесного* (изотропного и стационарного) И. и. одинакова во всех направлениях и не зависит от времени. Понятие И. и. применяется в теории равновесного излучения, в теории *переноса излучения*. В *фотометрии* понятие И. и. оптического эквивалентно понятию *облученности*, освещенности и поверхностной плотности мощности излучения. Понятие И. и. используется также в тех случаях, когда конкретное пространственное или спектральное распределение излучения неизвестно или не считают нужным его уточнять, а хотят лишь подчеркнуть большее или меньшее абс. значение физ. эффекта, производимого излучением.

М. А. Ельцин, М. А. Вухтаб.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ПАПРЯЖЕНИЙ — величина, определяющая касательное напряжение на элементарной площадке, одинаково наклоненной к гл. осям напряжений в точке (октаэдрич. касательные напряжения). И. п. σ_{ij} выражается через компоненты тензора напряжений σ_{ij} ϕ -лой:

$$\sigma_{ij} = (1/\sqrt{2}) [(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2 + 6(\sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{31}^2)]^{1/2}.$$

Понятие И. п. используется в *пластичности теории* и при определении предела прочности материала.

ИНТЕНСИВНОСТЬ СКОРОСТЕЙ ДЕФОРМАЦИИ — определяется через компоненты скорости деформации v_{ij} ϕ -лой:

$$v_{ij} = (V\sqrt{3}) [(v_{11} - v_{22})^2 + (v_{22} - v_{33})^2 + (v_{33} - v_{11})^2 + 6(v_{12}^2 + v_{23}^2 + v_{31}^2)]^{1/2}.$$

Величина $s = \int_0^t v_{ij} dt$ наз. длиной дуги траектории деформации. По значению s определяется предельная деформация, предшествующая началу разрушения, напр. при обработке металлов давлением.

ИНТЕНСИВНОСТЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ — мощность эл.-магн. излучения, спонтанно испускаемого,

поглощаемого или вынужденно испускаемого единицей объема вещества. Интенсивности линий, возникающих при *квантовых переходах* с уровня энергии E_i на уровень E_k (при поглощении — при обратном переходе), определяются *Эйнштейна коэффициентами* A_{ik} , B_{ki} и B_{ik} для соответствующих переходов и населенностью n нач. уровня энергии, а также пропорциональны энергии фотонов $h\nu$ ($\nu = \nu_{ik}$ — частота перехода). И. с. д. при спонтанном $I_{ik}^{(сп)}$ и вынужденном $I_{ik}^{(вын)}$ испускании и при поглощении $I_{ik}^{(погл)}$ равны

$$I_{ik}^{(сп)} = h\nu A_{ik} n_i; \quad I_{ik}^{(вын)} = h\nu B_{ik} n_i n_k \nu; \\ I_{ik}^{(погл)} = h\nu B_{ki} n_k n_i \nu, \quad (1)$$

где $u(\nu)$ — спектральная плотность излучения. Населенности уровней, а следовательно и И. с. л., существенно зависят от тех условий, в к-рых находится излучающая среда, т. е. от темп-ры, плотности, наличия источников возбуждения и тушения.

В спектроскопии, методах анализа часто измеряют относит. интенсивность (I_{ik}/I_{jl}) двух к-ля линий. Для спонтанных переходов в условиях термодинамического равновесия

$$\frac{I_{ik}}{I_{jl}} = \frac{g_i}{g_j} \frac{A_{ik}}{A_{jl}} \frac{\nu_{jk}}{\nu_{il}} e^{-h\nu_{ij}/kT}, \quad (2)$$

где g_i и g_j — статистич. веса уровней E_i и E_j ; T — абс. темп-ра. Т. о., относит. И. с. л. зависят только от атомных характеристик и темп-ры.

И. с. л. поглощения, измеряемая на опыте, всегда меньше $I_{ik}^{(погл)}$, т. к. одновременно с поглощением происходит вынужденное испускание. В результате обоих вынужденных переходов реально наблюдается разность $I_{ik}^{(погл)}$ и $I_{ik}^{(вын)}$, к-рая равна $I_{ik}^{(погл)}(1 - n_k g_k / n_i g_i)$.

И. с. л. является одной из осн. эксперим. характеристик вещества и применяется в *спектроскопии* и *спектральном анализе*. Важную информацию о состоянии вещества можно являть измерением распределения интенсивности внутри спектральной линии (см. *Контура спектральной линии*).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Ельцин М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962.

Л. П. Пресняков.

ИНТЕРВАЛ четырёхмерный (интервал) в теории относительности — величина, характеризующая связь между пространств. расстоянием и промежуток времени, разделяющим два события. С матем. точки зрения И. есть «расстояние» между двумя событиями в четырёхмерном пространстве-времени.

В спец. (частной) теории относительности квадрат И. (s_{AB}) между двумя событиями A и B равен

$$s_{AB}^2 = c^2 (\Delta t)^2 - (\Delta r)^2,$$

где Δt и Δr — соответственно промежуток времени и пространств. расстояние между этими событиями. И. между событиями остается неизменным при переходе от одной *инерциальной системы отсчёта* к другой, т. е. инвариантен относительно *Лоренца преобразования* (тогда как Δt и Δr зависят от выбора системы отсчёта). Если

$s_{AB} > 0$, И. наз. *временн.одобным*; в этом случае существует система отсчёта, в к-рой события происходят в одной пространств. точке ($\Delta r = 0$) и $s_{AB} = c^2 \Delta t^2$, т. е. И. равен промежутку времени между событиями в этой системе, умноженному на скорость света. Если $s_{AB} < 0$, то И. наз. *пространств.одобным*; в этом случае существует система отсчёта, в к-рой события происходят одновременно ($\Delta t = 0$) и расстояние между ними $\Delta r = |s_{AB}|$. При $s_{AB} = 0$ И. наз. *нулев.одобным*; в этом случае $\Delta r = c \Delta t$ всегда, т. е. события в любой системе отсчёта могут быть связаны световым сигналом (см. *Относительности теория*).

В общей теории относительности, рассматривающей пространств.-врем. при наличии тяготения, всё сказанное об И. справедливо для бесконечно близких событий (см. *Тяготение*). И. Д. Новиков.

ИНТЕРВАЛЬНОЕ ОЦЕНИВАНИЕ — способ получения оценки для неизвестного значения скалярного параметра с помощью интервала его допустимых значений и определения вероятности того, что в этом интервале находится истинное значение параметра. На практике для получения интервальной оценки параметра θ обычно заранее выбирается число p , такое, что $0 < p < 1$, и находится два других числа, зависящих от результатов наблюдений $\theta_1(\bar{\theta})$ и $\theta_2(\bar{\theta})$ таких, что вероятность нахождения θ в интервале (θ_1, θ_2) равна p :

$$P\{\theta_1(\bar{\theta}) \leq \theta \leq \theta_2(\bar{\theta})\} = p.$$

В этом случае интервал (θ_1, θ_2) наз. 100· p -процентным *доверительным интервалом*. Вероятность того, что доверительный интервал содержит истинное значение параметра θ , равная p , наз. коэф. доверия; величины $\theta_1(\bar{\theta})$ и $\theta_2(\bar{\theta})$ наз. соответственно ниж. и верх. доверительными границами для параметра θ .

В эксприм. физике И. о. применяется как альтернатива точечному оценению и как оценка параметра и его ошибки, т. е. доверительный интервал для θ соответствует ошибке параметра θ .

Лит.: Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976. С. В. Клыченко.

ИНТЕРКАЛИРОВАННЫЕ СОЕДИНЕНИЯ (от лат. *intercalarius* — вставной, добавочный). В ряде кристаллич. структур есть прочная связь атомов внутри слоёв, но сами слои связаны более слабыми силами, напр. ван-дер-ваальсовыми. В такие слоистые кристаллы можно ввести доплнит. атомы или молекулы, к-рые раздвигают слои исходного кристалла. В результате образуются структуры, состоящие из чередующихся исходных слоёв и новых слоёв введённых атомов или молекул. Их наз. И. с., а сам процесс введения доплнит. групп — *и н т е р к а л и р о в а н и е*.

И. с. получены впервые на основе кристаллов дихалькогенидов переходных металлов MX_2 . Эти кристаллы состоят из слоёв, каждый из к-рых представляет сдвиг из двух слоёв халькогенов $X(S, Se)$ со слоем металла, атомов M между ними (Ta, Mo и т. п.). Атомы металла и халькогена в sandwichе удерживаются сильной, преим. ковалентной связью, но между собой слои MX_2 соединены ван-дер-ваальсовыми силами. Слоистые кристаллы удаётся интеркалировать металлами, водородом, молекулами типа NH_3 и большими органич. молекулами [1]. В последнем случае слои раздвигаются на большие расстояния, и, напр., в соединении TaS_2 (октадесиламин), это расстояние достигает 56 Å, в то время как в исходном кристалле оно ≈ 3 Å (рис.).

Др. семейство И. с. получено на основе графита [2]. Связь слоёв в кристалле графита слаба, и его удаётся интеркалировать металлами. Степень интеркалирования легко контролируется, получены соединения типа C_nA_n , в к-рых слои графита разделены слоем интеркалянта A .

И. с. представляют интерес для физики твёрдого тела и техн. применений с разных точек зрения. Связь введённых атомов или молекул с исходными слоями образуется за счёт полного или частичного перехода электронов с интеркалянта на слои исходного материала или в пространство между ними. Поэтому И. с. обладает электронными свойствами, отличающимися от свойств исходных материалов. Так, кристаллы MoS_2 , являющиеся полупроводниками, после их интеркалирования атомами щелочных металлов превращаются в *сверхпроводники* (с критич. темп-рами ~ 6 К). Графит относится к *полуметаллам*, его интеркалирование атомами щелочных металлов также даёт сверхпроводники, хотя ни графит, ни щелочные металлы сверхпроводимостью не обладают. Интеркалирование графита органич. молекулами приводит к возникновению в слоях графита кон-

центрации носителей заряда, типичной для металлов. Кроме того, присутствие легко возлиризуемых интеркалянтов может существенно изменить свойства металлич. слоёв и способствовать повышению темп-ры сверхпроводящего перехода [3].

«Раздвижка» металлич. слоёв атомами или молекулами приводит к сильной анизотропии электронных свойств. В частности, анизотропия проводимости возрастает более чем в 10^3 раз. *Сверхпроводимость* интеркалированных дихалькогенидов переходных металлов приближается к квазидвумерной (см. *Квазидвумерные соединения*), а взаимодействие слоёв — к диэкзонному (см. [3, 4, 5] (см. *Джозефсона эффект*)).

В И. с. в одном кристалле удаётся совместить свойства исходного материала и интеркалянта. Так, при интеркаливании TaS_2 атомами Fe или Ni получают системы, к-рые являются одновременно сверхпроводниками и магнетиками. Интеркалирование — эфф. метод конструирования новых проводящих материалов.

Процесс интеркалирования может быть электрохим. и обратным, что позволяет использовать его для создания новых типов твердотельных аккумуляторов. Создание TiS_2 , интеркалированное Li, оказалось удобным для получения лёгких и энергоемких аккумуляторов.

Лит.: 1) Gamba F. R. и др., Superconductivity in layered structure organometallic crystals, «Science», 1970, v. 168, p. 568; 2) Proc. Int. Conf. on Layered Materials and Inter-calates, Nijmegen, 1979, «Physica B+C», Ba, 1980, v. 99, № 1—4; 3) Proc. Yamada Conf. IV Physics and Chemistry of Layered Materials, Sendai, 1980, «Physica B+C», Ba, 1981, v. 105; 4) Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, под ред. В. И. Гинзбурга и Д. А. Кирилина, М., 1977; 5) Солсберг Р. В. и др., Dimensional crossover in the superconducting intercalated layer compound $2H-TiS_2$, «Phys. Rev.», 1983, v. B 27, p. 125.

ИНТЕРКОМБИНАЦИОННЫЕ КВАНТОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ в атомных системах — *квантовые переходы* между состояниями системы, сопровождающиеся изменением её полного спина S ($\Delta S \neq 0$). К И. к. п. относятся также переходы между уровнями энергии с разной *мультиплетностью*. Различают радиач. И. к. п., сопровождающиеся испусканием фотона, и столкновит. И. к. п., вызываемые столкновениями с электронами.

В приближении $L-S$ связи (см. *Связь векторная*) радиач. И. к. п. запрещены *отбора правилами*. Запрет снимается магн. взаимодействиями, причём роль в снятии запрета играет *спин-орбитальное взаимодействие*. Для атомов и ионов небольшой кратности спин-орбитальное взаимодействие мало по сравнению с эл. статич. взаимодействием ($\sim \alpha^2$, где $\alpha = 1/137$ — *тонкая структура постоянная*), и соответственно, вероятности радиач. И. к. п. много меньше вероятностей обычных разрешённых переходов. С ростом заряда ядра или кратности иона вероятности радиач. И. к. п. быстро растут. Отношение r_0 вероятностей радиач. И. к. п. и резонансного перехода зависит от заряда ядра Z . Ниже приведены значения r_0 для переходов $n_0s^2S_0 \leftarrow n_0s^2p^2P_1$ и $n_0s^2S_0 \leftarrow n_0s^2p^2P_1$ в атомах некр-рых щелочноземельных элементов и для переходов $1s^2S_0 \leftarrow 1s2p^2P_1$ и $1s^2S_0 \leftarrow 1s2p^2P_1$ в гелиоподобных ионах:

Элемент Z	Mg 12	Ca 20	Cd 48	Ba 56	Hg 80	
r_0	$2.1 \cdot 10^{-4}$	3.0×10^{-3}	1.5×10^{-2}	6.2×10^{-2}	3.1×10^{-1}	
Ион	He 2	C^{4+} 6	O^{8+} 8	Mg^{10+} 12	Si^{12+} 14	Fe^{24+} 26
r_0	10^{-1}	$3 \cdot 10^{-1}$	1.7×10^{-1}	1.7×10^{-1}	$4 \cdot 10^{-1}$	9.1×10^{-1}

В интервале $Z=4+26$ значение $r_0 \sim (Z-1)^{4.8+4.9}$.

Сталковитт. И. к. п. происходит за счёт обменного взаимодействия и приводит к изменению полного спина системы на единицу ($|\Delta S|=1$). В отличие от радиационных И. к. п., выраженных для сечений сталковитт. И. к. п. $\sigma(|\Delta S|=1)$ не содержат малого параметра, но, как правило, сечения $\sigma(|\Delta S|=1) < \sigma(|\Delta S|=0)$. Характерная особенность сталковитт. И. к. п. — быстрое убывание их сечений при энергиях внея. электрона много больших характерных для атомного электрона значений: $\sigma(|\Delta S|=1) \sim \epsilon^{-3}$, в то время как $\sigma(|\Delta S|=0) \sim \epsilon^{-1}$.

Отношение ξ интенсивности интеркомпонентной и разрешённой спектральных линий используется для измерения электронной плотности в астрофии и лаб. плазмах (см. *Диагностика плазмы*). При малой плотности плазмы ξ пропорционально отношению скоростей возбуждения, т. е. $\xi \sim 1$, при большой плотности ξ определяется отношением вероятностей переходов и соответственно $\xi \ll 1$. Характерный масштаб плотности при этом A/λ , где A — вероятность И. к. п., λ — скорость перехода u группы 2P вследствие столкновений с заряд. частицами.

Лит.: Соболевский И. И., Введение в теорию атомных спектров. [2 изд.], М., 1977; Вайнштейн Л. А., Соболевский И. И., Юков В. А., Возбуждение атомов и уширение центральных линий, М., 1979; Пресняков А. П., Шевельков В. П., Исаев Р. К., Элементарные процессы с участием многозарядных ионов, М., 1986.

И. Л. Бейжан.

ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ (металлические соединения, металлы) — в узком смысле кристаллы, представляющие собой соединения металлов друг с другом; в широком смысле двух- или многокомпонентные кристаллы, электронное строение к-рых имеет характерные признаки *металла* (или *полупроводника*). Кристаллич. структуры И. с. отличаются от структуры отд. компонент.

И. с. формируются из жидких, жидкой и твёрдой, твёрдых фаз, а также из неупорядоченного *твердого раствора*. В последнем случае они наз. *фазы микс* и *кури* в а. в. Кристаллич. структура И. с. устойчива в огранич. областях изменения состава, темп-ры

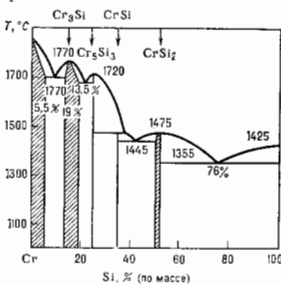


Диаграмма состояния системы Cr—Si; затенёнными концентрационные области гомогенности.

и давления (области гомогенности). Напр., диаграмма состояния системы Cr—Si (рис.) иллюстрирует образование И. с.: Cr_3Si , Cr_2Si_3 , $CrSi$, $CrSi_2$, причём первое и последнее из них отличаются протоприближенными концентрац. областями гомогенности. В И. с. существуют равновесные точечные дефекты типа атомов замещения, внедрения или вакансий, концентрация к-рых больше, чем в однокомпонентных кристаллах. В нек-рых И. с., напр. VH_{1-x} , TiC_{1-x} , $Ni_{1-x}Al$, $\alpha-Fe_{1-x}Si_2$, концентрация вакансий достигает десятков % от числа узлов решётки.

По атомо-кристаллич. и электронному строению различают след. классы И. с.: электронные соединения (фазы Юм—Лозери), фазы Лавеса (Cr_2Mg ,

$MgZn_2$, $MgNi_2$, фазы внедрения (гидриды, карбиды, нитриды металлов), И. с. соединений *d*-металлов друг с другом (*o*-фазы), И. с. *d*- и *f*-металлов с переходными элементами и др. Электронными соединениями являются, напр., фазы системы Cu—Zn: $CuZn$ (*β*-фаза), Cu_5Zn_8 (*γ*-фаза), $CuZn_9$ (*ε*-фаза). Их кристаллич. структура и состав определяются гл. обр. электронной конфигурацией, к-рая для перечисленных И. с. близка к $3/2$, $31/13$, $7/4$ (отношение числа валентных электронов к числу атомов). Эти значения соответствуют размерам *ферми-поверхности*, при к-рых она касается границ первой *Бриллюэна зоны* для соответствующих кристаллич. структур. Для электронного строения таких И. с. характерно расположение уровня Ферми в энергетич. зоне, образованной *s*-состояниями (зона *s*-типа), и приближённая сферичность поверхности Ферми.

Фазы Лавеса характеризуются плотными упаковками с чередованием шаровых слоёв, напр. *ABCAB*, *ABABAB* и *ABACAB*. Идеальное отношение атомных диаметров 1,225 (у большинства соединений 1,1—1,6). Области гомогенности фаз Лавеса незначительны.

Фазы внедрения имеют простые структуры (объёмно центрированная кубич., гранцентрированная и др.), образуются из компонентов, для к-рых отношение атомных диаметров меньше 0,59. Области гомогенности обычно широкие за счёт того, что часть междоузлий матрицы может оставаться незанятой атомами компонента с меньшим атомным диаметром. Для электронного строения карбидов и нитридов переходных металлов характерно формирование энергетич. подзон из *s* и *p*-состояний, генетически связанных с атомами C и N, в низзоэнергетич. части электронного спектра и расположение уровня Ферми в области *d*-состояний переходного металла. Межатомное взаимодействие сильное.

В И. с. *d*- и *f*-металлов с переходными элементами (V, Al, Ga, Si, Ge и др.) межатомное взаимодействие также велико. Т. к. атомы переходных металлов имеют ближайшими соседями атомы переходных элементов, то часть *d*- и *f*-состояний остаётся не вовлечённой в межатомные связи и формирует узкие подзоны в высокоэнергетич. части электронного спектра. Степень заполнения таких подзон электронами определяет плотность состояний на уровне Ферми и физические свойства И. с.

Разнообразие свойств И. с. обеспечивает их практич. использование. Среди И. с. есть *сверхпроводники* (V_3Si , Nb_3Ge , Nb_3Sn и др.), *полупроводники* и *полуметаллы* ($GaAs$, $HgTe$, $CrSi_2$, CoB , $MgSn$ и др.), *ферромагнетики* ($SmCo$, $CoPt$ и др.), кристаллы с высокими термомеханическими свойствами (LaB_6). Пек-рые И. с. обладают высокой твёрдостью (WC , TiB_2 , TiC), жаростойкостью ($MoSi_2$, TiB_2), а TaC — высокой темп-рой плавления.

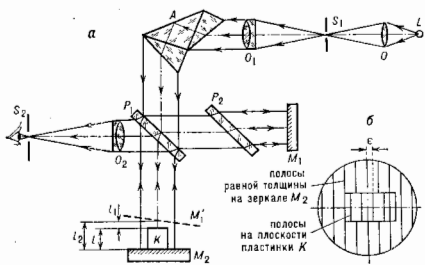
Лит.: Гельд П. В., Сидоренко Ф. А., Силлиды переходных металлов четвертого периода, М., 1971; Мелихов В. Д., Пресняков А. А., Строение и свойства электронных фаз, А.-С., 1973; Тейварт К., Интерметаллические соединения разнородных металлов, пер. с англ., М., 1974; Кривякивич П. И., Структурные типы интерметаллических соединений, М., 1977; Андриевский Р. А., Уманский И. С., Фазы внедрения, М., 1977; Глазковский Е. И., Бодак О. И., Кристаллохимия интерметаллических соединений разнородных металлов, Львов, 1982; Кузьма Ю. Б., Кристаллохимия боридов, Львов, 1983; Свойства, получение и применение тугоплавких соединений, Сираоучини, под ред. Т. Я. Косышовой, М., 1986.

И. В. Глазов, Ф. А. Сидоренко.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ КОМПАРТОР — *интерферометр* для абс. измерений длин концевых мер (измерит. плиток) сравнением (компарированием) их с длиной волны света λ , а также для отн. измерений длин двух концевых мер.

Наиб. часто в качестве И. к. применяется интерферометр Керстера, к-рый представляет собой сочетание *интерферометра Мойкельсона* и иризирующего *монохроматора* (рис., а). Свет от источника линейчатого спектра *L* (гелиевый, криптоновый или кадмиевый разрядной трубки) направляется конденсором *O* на горизон-

тадную щель S_1 входного коллиматора. Призма А (обычно призма Аббе) разлагает в спектр параллельный пучок лучей, падающий на неё из объектива O_1 , и направляет его на разделит. пластинку P_1 интерферометра. На поверхности зеркала M_2 интерферометра (в центре его) притирают измерит. концевую меру K , чтобы середина её совпала с осью прибора. Зеркало M_1 ориентируют так, чтобы его мнимое изображение M'_1 образовало небольшой воздушный клин с зеркалом M_2 . В результате интерференции лучей, отражённых от M_1 , от



плоскости концевой меры K и от свободной поверхности зеркала M_2 , образуются 2 системы интерференционных полос *равной толщины*, к-рые наблюдаются через горизонтальную щель S_2 выходного коллиматора (рис. 6). Поворачивая призму А, совмещают щель S_2 с разл. монохроматич. изображениями щели S_1 и наблюдают интерференционные картины в разл. длинах волн. Если расстояния вдоль оси прибора от M'_1 до M_2 и K есть l_2 и l_1 соответственно (рис. а), то разности фаз в двух системах полос на оси прибора равны $2l_2 = (m_2 + \epsilon_2)\lambda$ и $2l_1 = (m_1 + \epsilon_1)\lambda$, где m_1 и m_2 — целые числа, а ϵ_1 и ϵ_2 — правильные дроби. Толщина концевой меры равна $l = l_2 - l_1 = (m + \epsilon)\lambda/2$, где $m = m_2 - m_1$ и $\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1$. Измерение l сводится, т. о., к определению целого числа m и дроби ϵ . Последняя непосредственно вычисляется из смещения полос двух систем в середине поля зрения (рис. б). Трудность состоит в определении m , т. к. величина m в зависимости от l может быть очень большой (десятки тысяч). В связи с этим предарительно измеряют l механич. методами с точностью 1—2 мкм и приблизительно определяют m (с точностью 4—8 единиц, т. к. $\lambda/2 \approx 0,25$ мкм). Затем измеряют смещение полос ϵ для разл. длин волн и совмещают их с величинами ϵ для тех же λ и иск. значений m , близких к тому, что было найдено приблизительно. Совпадение вычисленных и измеренных величин ϵ для мн. длин волн может быть только при правильном выборе числа m . Точность измерения l при правильно найденном значении m определяется точностью определения ϵ . Оценка на глаз величины смещения полос ϵ может быть сделана с точностью до $1/20 \lambda$, и, следовательно, длина l может быть измерена с точностью $0,025$ мкм. Для отпосит. измеренной длин двух концевых мер их притирают на зеркало M_2 и во величине смещения интерференционных полос находят разность их длин.

Длн. см. при ст. Интерферометр. В. И. Малышев.
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН (от лат. *inter* — взаимно, между собой и *ferio* — ударю, поражаю) — взаимное усиление или ослабление двух (или большего числа) волн при их наложении друг на друга при одноврем. распространении в пространстве. Обычно под интерференц. эффектом понимают отличие результирующей интенсивности волнового поля от суммы интенсивностей исходных волн. И. п.в. — одно из осн. свойств волн любой природы (упругих, эл.-магн., в т. ч. световых, и др.), и такие характерные волновые явления, как излучение,

распространение и дифракция, тоже связаны с интерференцией.

Расчёт И. в. в линейных средах основан на *суперпозиции принципа*, согласно к-рому результирующее волновое поле, создаваемое нек. источниками, равно сумме полей от отдельных составляющих. Для синусоидальных во времени (гармонических) волн при этом удобно пользоваться формализмом комплексных амплитуд: $\vec{A} = A e^{i\varphi}$, где A и φ — вещественная амплитуда и фаза волны. Согласно принципу суперпозиции, комплексная амплитуда результирующего поля просто равна сумме таковых у отд. спаегаемых ($\vec{A} = \sum \vec{A}_i$), а для интенсивности волны A^2 в случае двух волн с амплитудами $\vec{A}_{1,2} = A_{1,2} e^{i\varphi_{1,2}}$ имеем

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$. Величины $A_{1,2}$, $\varphi_{1,2}$ в (1) в общем случае являются нек-рыми ф-циями координат и времени, вид к-рых определяется конкретной структурой интерферирующих волн (напр., они зависят от расстояний до соответствующих источников и их фаз). В результате в тех точках, где $\Delta\varphi = m \cdot 2\pi$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $A = A_1 + A_2$, а интенсивность A^2 принимает макс. значение, превышающее сумму интенсивностей падающих волн. В точках же, где $\Delta\varphi = (m + 1/2)2\pi$, имеет место интерференц. минимум: $A = |A_1 - A_2|$. В частном случае $A_1 = A_2$ в этих точках суммарная амплитуда равна нулю, иными словами, интерферирующие волны полностью «гасят» друг друга.

В трёхмерном пространстве геом. места точек максимумов и минимумов, соответствующих опред. «порядкам» m , представляют собой нек-рые поверхности, пересечение к-рых с произвольной плоскостью наблюдения (экрана) даёт т. н. интерференц. полосы. Напр., в случае двух плоских волн с фазами $\varphi_1 = -k_1 r + \varphi_{01}$, $\varphi_2 = -k_2 r + \varphi_{02}$ (где $k_{1,2}$ — волновые векторы, $\varphi_{01}, \varphi_{02}$ — нач. фазы, определяемые фазами колебаний источников, $k_1 = k_2 = 2\pi/\lambda$), имеем: $\Delta\varphi = -\Delta k r + \varphi_{02} - \varphi_{01}$, где $\Delta k = k_2 - k_1$ и поверхности максимумов и минимумов будут представлять собой плоскости, перпендикулярные вектору Δk ; при этом расстояние между соседними максимумами равно $|\lambda/2 \sin(\alpha/2)|^{-1}$, где λ — длина волны, $\alpha = |\Delta k|/k$ — угол между векторами k_1 и k_2 . Предельный случай $\alpha = \pi$ и $A_1 = A_2$ соответствует *стоячей волне*, он может быть реализован, напр., при полном отражении бегущей плоской волны от иск-рой плоскости, перпендикулярной направлению её распространения.

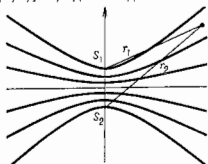


Рис. 1. Интерференция волн от двух точечных источников.

Др. характерный пример — интерференция двух сферич. волн, исходящих из соответствующих центров S_1 и S_2 (рис. 1), разнесённых на нек-рое расстояние $d = S_1S_2$. В этом случае $\Delta\varphi = -k\Delta + \varphi_{02} - \varphi_{01}$ (где $\Delta = r_2 - r_1$ — разность хода, $r_{1,2}$ — расстояния от источников до точки наблюдения) и максимумы так же, как и минимумы между ними, располагаются на гиперболах вращения вокруг оси S_1S_2 , а в плоскости, параллельной этой оси, интерференц. полосы имеют вид дуг окружностей. Общее число максимумов здесь определяется из условия $|m| \leq d/\lambda$.

Аналогичным образом можно рассмотреть и др. случаи — интерференцию цилиндрич. волн, интерференцию от нек. источников (рис. 2 и 3) и др.

С точки зрения энергетич. соотношений образование интерференц. максимумов и минимумов означает перераспределение потока энергии в пространстве — если, напр., отд. источники изотропно (равномерно излучают во все стороны), то нек. таких источников будет уже более сложную «выразившую» диаграмму направлен-

ности. Особым является случай малого расстояния между источниками ($d \ll \lambda/2$); здесь при заданных значениях «парциальных» амплитуд волн $A_{1,2}$ в зависимости от разности фаз $\varphi_0 - \varphi_{01}$ изменятся и суммарная мощность излучения, иными словами, источники волн непосредственно влияют друг на друга. В реальной ситуации при

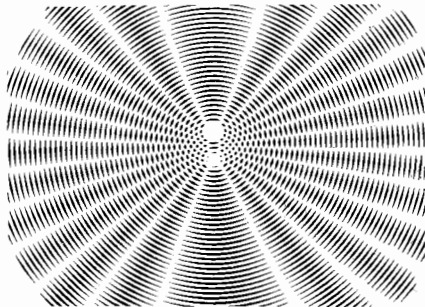


Рис. 2. Вид интерференционных полос в случае двух сферических волн.

этом сами амплитуды $A_{1,2}$ зависят от способа возбуждения источников, напр. для двух близко расположенных электродов, динодов значения амплитуд излучаемых волн и полной мощности излучения оказываются различными в зависимости от того, что считать заданным — токи или напряжения.

В случае векторных волн выражение (1) остаётся в силе, если в интерференц. члене под $A_1 A_2$ понимать

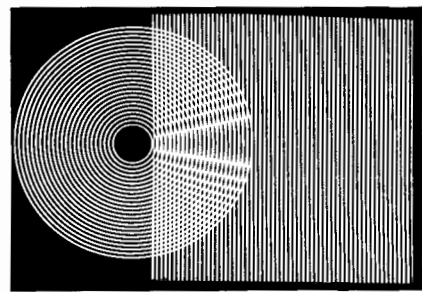


Рис. 3. Интерференционные полосы в случае сферической и плоской волн.

скалярное произведение соответствующих векторов. Для существования интерференц. эффекта здесь необходимо, чтобы векторы $A_{1,2}$ (напр., напряжённости электрич. поля в эл.-магн. волне) не были ортогональны друг к другу.

Поверхности максимумов и минимумов (и соответствующие им интерференц. полосы на экране) неоднородны, если разность фаз $\Delta\varphi$ и, строго говоря, также амплитуды $A_{1,2}$ в (1) изменяются во времени. В случае независимых источников, напр., небольшой расстройка между их частотами $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ эквивалентна монотонному уходу разности фаз: $\Delta\varphi = \Delta\omega t$, при этом коор-

динаты максимумов и минимумов будут перемещаться в пространстве, а в заданной точке амплитуда будет испытывать биения с разностной частотой $\Delta\omega$: от $A_1 + A_2$ до $|A_1 - A_2|$. Такие же биения, но переугуляные во времени, возникают из-за фазовых нестабильностей источников, если случайные уходы разности фаз порядка или больше π . Возможность наблюдения интерференц. максимумов и минимумов при этом зависит от степени периодичности регистрирующей аппаратуры — любой прибор, строго говоря, проводит усреднения по некоторому времени τ_0 . Если τ_0 мало по сравнению с характерным периодом биений результирующего поля («времени когерентности») τ , к-рое порядка обратной кос $\Delta\varphi(t)$, происходит постепенное сглаживание («размывание») интерференц. максимумов и минимумов, а при $\tau_0 \gg \tau$ и. в. не наблюдается — измеряемая интенсивность A^2 результирующего поля будет равна сумме интенсивностей составляющих волн.

В случае типичных генераторов радиоволн, напр., легко достигается не только условие $\tau_0 \ll \tau$, но и более сильное неравенство $\tau_0 \ll 2\pi/\omega$, поэтому наблюдение И. в. от независимых источников не представляет трудностей. В оптике же для «естеств.» источников квазиопрозрач. света (даже отд. спектральных линий теплового излучения газов) ситуация существенно иная — здесь при нормальных условиях значение $\tau \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ с, тогда как для человеческого глаза $\tau_0 \sim 10^{-1}$ с, для скоростных фотокинокамер $\tau_0 \geq 10^{-7}$ с. Поэтому долгое время интерференцию в оптике удавалось наблюдать лишь в случае когерентных волн (см. Когерентность), получаемых путём разделения излучения от к.-л. одного источника. При этом для небольших разностей хода между интерферирующими лучами случайные уходы фаз $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ оказываются одинаковыми и разность фаз $\Delta\varphi$ от времени почти не зависит (о конкретных схемах разделения см. Интерференция света). Благодаря появлению источников высококогерентного света — лазеров стало возможным наблюдать интерференцию от независимых источников и в оптич. диапазоне, поскольку время их когерентности может достигать 10^{-2} с и более, а также в результате разработки малоинерц. фотоэлектронных устройств с $\tau_0 \ll 10^{-9}$ с.

Принцип суперпозиции перестаёт выполняться при распространении волн достаточно большой интенсивности в нелинейных средах; при этом имеют место качественные особенности (см. Волны, Нелинейная оптика, Нелинейная акустика).

Явление И. в. находит разнообразное применение. Для её осуществления разработаны разл. схемы интерферометров (как двух-, так и многолучевых). Тот факт, что расположение интерференц. полос зависит от длины волны и разности хода лучей, позволяет по виду интерференц. картины (или их смещению) проводить точные измерения расстояний при известной длине волны или, наоборот, определять спектр интерферирующих волн. Кроме того, но интерференц. картине можно вывешивать и измерять неоднородности среды (в т. ч. фазовые), в к-рой распространяются волны в одном из плеч интерферометра, или отклонения формы поверхности от заданной. Явление И. в., рассеянных от неровного объекта (или прошедших через него), с «вторичной» волной лежит в основе голографии (в т. ч. оптич., акустич. или СВЧ-голографии). И. в. от отд. элементарных излучателей используется при создании сложных излучающих систем (антенн) для эл.-магн. и акустич. волн.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Горелик Г. С., Коллежанин и волны, 2 изд., М., 1959; Борн П., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Ралитевский И. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978.

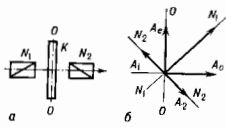
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ — явление, возникающее при сложении когерентных поляризованных световых колебаний (см. *Поляризация света*). И. п. л. исследовался в классич. опытах О. Френеля (А. Fresnel) и Д. Ф. Араго (D. F. Arago) (1816). Наиб. контраст интерференц. картины наблюдается при сложении когерентных колебаний одного вида поляризации (линейных, круговых, эллиптич.) с совпадающим азимутами. Интерференция никогда не наблюдается, если волны поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. При сложении двух линейно поляризованных взаимно перпендикулярных колебаний в общем случае возникает эллиптически поляризованное колебание, интенсивность к-рого равна сумме интенсивностей исходных колебаний.

И. п. л. можно наблюдать, напр., при прохождении линейно поляризованного света через анизотропные среды. Проходя через такую среду, поляризованное колебание разделяется на два когерентных элементарных ортогональных колебания, распространяющихся с разл. скоростью. Далее одно из этих колебаний преобразуют в ортогональное (чтобы получить совпадающие азимуты) или выделяют из обоих колебаний составляющие одного вида поляризации с совпадающими азимутами.

Схема наблюдения И. п. л. в параллельных лучах дана на рис. 1, а. Пучок параллельных лучей выходит из поляризатора N_1 линейно поляризованным в направлении N_1N_1 (рис. 1, б). В пластинке K , вырезанной из двокремнезёмного одноосного кристалла параллельно его оптич. оси OO и расположенной перпендикулярно падающему лучам, происходит разделение колебания N_1N_1 на составляющие A_e , параллельную оптич. оси (обыкновенную), и A_o , перпендикулярную оптич. оси (объёмную). Для повышения контраста интерференц. картины угол между N_1N_1 и A_e устанавливают равным 45° , благодаря чему амплитуды колебаний A_e и A_o равны.

Показатели преломления n_e и n_o для этих двух лучей различны, а следовательно, различны и скорости их

Рис. 1. Наблюдение интерференции поляризованных лучей в параллельных лучах: а — схема; б — определение амплитуд колебаний, соответствующих схеме а.



распространения в K , вследствие чего на выходе пластинки K между ними возникает разность фаз $\delta = (2\pi l/\lambda)(n_o - n_e)$, где l — толщина пластинки, λ — длина волны падающего света. Анализатор N_2 из каждого луча A_e и A_o пропускает только составляющие с колебаниями, параллельными его направлению пропускания N_2N_2 . Если g — сечения поляризатора и анализатора скрещены ($N_1 \perp N_2$), то амплитуды слагающих A_1 и A_2 равны, а разность фаз между ними $\Delta = \delta - \pi$. Т. к. эти составляющие когерентны и линейно поляризованы в одном направлении, то они интерферируют. В зависимости от величины Δ на к.-л. участке пластинки наблюдатель видит этот участок тёмным ($\delta = (2k - 1)\pi$), k — целое число) или светлым ($\delta = 2k\pi$) в монохроматич. свете и различно окрашенным в белом свете (т. е. хроматич. поляризации). Если пластинка неоднородна по толщине или по показателю преломления, то места её с одинаковыми этими параметрами будут соответственно одинаково тёмными или одинаково светлыми (или одинаково окрашенными в белом свете). Кривые одинаковой цветности наз. изохромами.

Пример схемы наблюдения И. п. л. в сходящихся лучах показан на рис. 2. Сходящийся плоскополяризованный пучок лучей из линзы L_1 падает на пластинку, вырезанную из одноосного кристалла перпендикулярно его оптич. оси. При этом лучи разного наклона проходят разные пути в пластинке, а обыкновенный и

необыкновенный лучи приобретают разность хода $\Delta = (2\pi l/\lambda \cos \psi)(n_o - n_e)$, где ψ — угол между направлением распространения лучей и нормалью к поверхности кристалла. Наблюдение в этом случае интерференц. картина дана на рис. 1, а к ст. *Нонсоновские фигуры*. Точки, соответствующие одинаковым разностям фаз Δ ,

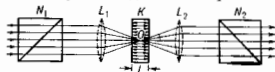


Рис. 2. Схема для наблюдения интерференции поляризованных лучей в сходящихся лучах: N_1 — поляризатор; N_2 — анализатор; K — пластинка толщиной l , вырезанная из одноосного двукремнезёмного кристалла; L_1 , L_2 — линзы.

расположены по концентрич. окружности (тёмным или светлым в зависимости от Δ). Лучи, входящие в K с колебаниями, параллельными гл. плоскости или перпендикулярными ей, не разделяются на два слагающих и при $N_2 \perp N_1$ не будут пропущены анализатором N_2 . В этих плоскостях получится тёмный крест. Если $N_2 \parallel N_1$, крест будет светлым.

И. п. л. применяется в *кристаллооптике*, минералогии и петрографии для диагностики минералов и горных пород, для определения ориентации кристаллов в изучении их дефектов. На использовании И. п. л. основан ряд различных по устройству и назначению *поляризационных приборов*: поляриметры для исследования механич. напряжений в деталях машин и сооружений (*поляризационно-оптический метод* исследования напряжений); интерференционно-поляризац. фильтры с широкой полосой в сотые доли мкм, используемые для гелиофиз. исследований и в практике физ. эксперимента; коммутаторы, фазовые модуляторы.

Дальш. см. при ст. *Интерференция света*, *Кристаллооптика*.
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РАДИОВОЛН — явление, возникающее при сложении полей $E_i(r, t)$, $i = 1, 2, \dots$ нск. радиоволн и состоящее в том, что распределение результирующей интенсивности радиозлучения в пространстве и во времени зависит не только от амплитуд A_i этих волн, но и от соотношения между их фазами φ_i , частотами ω_i и поляризациями. При этом, как правило, речь идёт об интенсивности $\bar{I}(r, t)$, усреднённой за время $t \gg \omega_i^{-1}$. Напр., для двух радиоволн $\bar{I}(r, t)$ пропорциональна

$$A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos\{(\omega_1 - \omega_2)t - (\varphi_1 - \varphi_2)\} \cos \psi,$$

ψ — угол между векторами E_1 и E_2 . Отсюда следует, что волны, имеющие ортогональные поляризации, не интерферируют.

С И. р. связаны особенности распределения интенсивности при когерентном излучении радиоволн с помощью разнесённых в пространстве антенн или радиоволн разной частоты. И. р. одинаковой частоты, излучённых одним источником, возникает при наличии неск. путей (каналов) распространения радиоволн, напр. в возмущающ. искusst. и естеств. происхождении (см. *Волновое распространение радиоволн*, при *дифракции радиоволн* на разл. объектах, на регулярных и хаотич. неоднородностях среды. Для радиоволн одинаковой частоты в случае, когда их амплитуды, фазы и поляризации постоянны во времени, $\bar{I}(r, t) = \bar{I}(r)$. Временные вариации этих величин вызывают соответств. вариации интерференц. картины. Напр., нестационарность среды при многоволновом распространении радиоволн может привести к появлению сложной изменяющейся И. р., следствием к-рой являются интерференц. *заманания*. Движущиеся хаотич. неоднородности среды вызывают флуктуации интенсивности, наз. *мерцаниями радиоволн*. При И. р. с хаотич. (за время t) вариациями E_i интенсивность $\bar{I}(r, t)$, усреднённая за время $t \gg \tau$, будет пропорциональна A_i^2 . Неоднородности среды, вызывающие флуктуации A_i , φ_i , ψ_i , варьируют регулярную картину

И. р., к-рую, однако, можно восстановить, если при распространении радиоволны или при их приёме не произошло к-л. усреднения по времени, частоте или пространству.

Явление И. р. используется при создании *интерм* с узкой (или многоэлементовой) диаграммой направленности излучения, для получения сведений о параметрах среды.

И. р. можно создать искусственно в приёмной радиоаппаратуре путём сложения сигналов, принятых в разл. точках пространства (или на разных частотах) (см. *Радиотелескоп*, *Алгоритмическая интерферометрия*, *Дер. с. анал.*, М., 1982).

Возможна интерференция между радиоволной и волной др. типа, напр. плазменной волной. Последнее имеет место, в частности, при трансформации радиоволны в плазменную и используется при возбуждении искусств. турбулентности в ионосферной плазме.

Лит.: Горбунья Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вест Ч., Голографическая интерферометрия, *Дер. с. анал.*, М., 1982.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА — простейшее перераспределение энергии светового излучения при наложении двух или неск. световых волн, частный случай общего явления *интерференции волн*. Нек-рые явления И. с. исследовались ещё И. Ньютоном в 17 в., но не могли быть им объяснены с точки зрения его корпускулярной теории. Правильное объяснение И. с. как типично волнового явления было дано в нач. 19 в. Т. Юнгом (Th. Young) и О. Френелем (A. Fresnel). Наиб. широко известна И. с., характеризующаяся образованием стационарной (постоянной во времени) интерференционной картины (и. к.) — регулярной чередования в ярострестве областей повыш. и пониж. интенсивности света, получающейся в результате наложения когерентных световых пучков, т. е. в условиях постоянной (или регулярно меняющейся) разности фаз. Реже и только в спец. условиях эксперимента наблюдаются явления нестационарной И. с., к к-рым относятся световые бенины и эффекты корреляции интенсивностей. Строгое объяснение явлений нестационарной И. с. требует учёта как волновых, так и корпускулярных свойств света и даётся на основе квантовой электродинамики.

Стационарная И. с. возникает при наличии *когерентности* (определ. корреляции фаз) налагающихся волн. Взаимо когерентные световые пучки могут быть получены путём разделения и последующего сведения лучей, исходящих от общего источника света. При этом требовании когерентности налагают нек-рые ограничения на угл. размеры источника и на ширину спектра излучения.

Образование и. к. удобно проследить на идеализированной схеме классич. эксперимента Юнга (рис. 1).

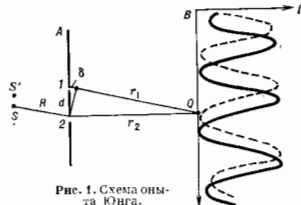


Рис. 1. Схема опыта Юнга.

Точечный источник света S с длиной волны λ освещает два малых отверстия в экране А, к-рые становятся вторичными взаимно когерентными источниками света (см. *Дифракция света*). На экране В наблюдается и. к., вызванная интерференцией двух созданных систем волн. В соответствии с *суперпозицией принципом* напряжённость эл.-магн. поля E_Q в произвольной точке Q экрана В даётся суммой напряжённостей полей E_{1Q}

и E_{2Q} , созданных в точке Q источниками 1 и 2. Наблюдаемой величиной является интенсивность излучения, падающего на экран, пропорциональная ср. квадрату напряжённости поля. Представляя напряжённость поля $E_i(t, s)$ каждого источника ($i=1, 2$) гармонич. ф-цией времени t и расстояния s вдоль направления распространения

$$E_i(t, s) = E_i \cos 2\pi (vt + s/\lambda - \varphi_0),$$

где λ — длина волны, v — частота, φ_0 — кач. фаза световых колебаний, можно при дальнейшем выборе единиц измерения напряжённости поля получить выражение для интенсивности I_Q в точке Q в виде:

$$I_Q = \langle (E_{1Q}(t, s) + E_{2Q}(t, s))^2 \rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos 2\pi \frac{\delta + \delta_0}{\lambda}, \quad (1)$$

Здесь $I_1 = \langle E_{1Q}^2 \rangle$ и $I_2 = \langle E_{2Q}^2 \rangle$ — интенсивности света в точке Q, создаваемые каждым источником отдельно; δ — оптич. разность хода интерферирующих лучей; $\delta = n_1 r_1 - n_2 r_2$; r_1 и r_2 — расстояния от отверстий 1 и 2 до точки Q; n_1 и n_2 — показатели преломления среды (в случае воздуха $n_1 = n_2 = 1$); δ_0 — оптич. разность хода лучей от источника S до точек 1 и 2.

Из (1) следует, что интенсивность света в данной точке экрана отличается от суммы интенсивностей $I_1 + I_2$, создаваемых источниками 1 и 2 при независимом освещении ими экрана. При совместном действии когерентных источников 1 и 2 истинная интенсивность I отличается от суммы $I_1 + I_2$ на величину, описываемую третьим, интерференционным, членом ф-лы (1). Интерференция, разумеется, не мплет полной световой энергии, падающей на экран В, приводит лишь к её перераспределению с образованием характерной и. к. На экране В возникает система световых полос, интенсивность к-рых в сечении плоскостью, проходящей через источник и отверстия 1 и 2, изменяется, как показано графически сплошной линией на правой части рис. 1. Макс. интенсивность в и. к. наблюдается при разности хода, равной чётному числу полуволн, а минимальная — при разности хода, равной нечётному числу полуволн.

В реальном опыте конечный размер источника света можно учесть, рассмотрев и. к. от другого, чуть смещённого относительно S точечного источника S' , дающего смещённую и. к. (пунктир). Сложение множеств таких картин от всех точек источника приводит к смазыванию и. к., т. е. к падению её контраста. Суммарная и. к. будет мало отличаться от идеальной (создаваемой точечным источником), если линейный размер источника ΔS удовлетворяет условию $\Delta S \ll \lambda R/d$ (пространственной когерентности (см. *Когерентность света*) (d — расстояние между отверстиями 1 и 2, R — расстояние от источника до экрана А).

Конечная ширина $\Delta \lambda$ спектра излучения источника также является причиной снижения контраста в и. к., снижения тем больше, чем выше *порядок интерференции* η , равный целой части отношения δ/λ . При освещении белым светом на экране видна белая центр. полоса нулевого порядка с примыкающими к ней быстро исчезающими радужными полосами. Окраска почти связана с тем, что положение максимумов интенсивности, имеющих порядок $\eta \neq 0$, зависит от длины волны. При квазимонохроматич. освещении ($\Delta \lambda \ll \lambda$, ср. длины волны) наблюдается множество чётких полос, отбывающих порядок интерференции вплоть до $\eta \approx \lambda/\Delta \lambda$.

Существует множество схем опытов и естеств. ситуаций, в к-рых наблюдаются И. с. Их наиб. существенные различия связаны с различиями в способах получения когерентных пучков света и в числе интерферирующих лучей.

По способам создания когерентных пучков света выделяют схемы с делением волнового фронта и с делением амплитуды.

При первом способе сводятся вместе световые пучки, исходно различающиеся направлением распростране-

ния от источника. Такой принцип используется, напр., в эксперименте Юнга, а также в demonstraц. опытах с применением Френеля зеркала, близины Бийе (рис. 2) и др. Близина Бийе представляет собой вышуклую линзу, разрезанную по диаметру на две части, смещенные раздвинутые в направлении, перпендикулярном к оптич. осм; они образуют действительные изображения S_1 и S_2 точечного источника S . Интерференционные полосы наблюдаются в монохроматич. свете в любой

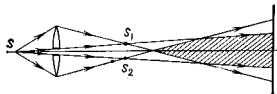


Рис. 2. Близина Бийе.

плоскости области перекрывания расходящихся лучков от источников S_1 и S_2 (показано штриховкой). Из интерференц. устройств с делением волнового фронта наиболее практич. значение в спектроскопии имеет дифракц. решётка. Все схемы И. с. с делением волнового фронта представляют жёсткие требования к малости угл. размера источника света. Напр., в опыте Юнга при освещении отверстий l и 2 прямым солнечным светом, т. е. источником с угл. размером всего $0,5^\circ$, для получения четкой и к. расстояния между отверстиями не должно превышать неск. десятков микрон. Именно на резкой критичности контраста и к. к. размеру источника в схемах с делением волнового фронта основан метод измерения угл. размеров звёзд с помощью звёздного интерферометра (см. *Интерферометр звёздный*).

В схемах И. с. с амплитудным делением волнового поля излучение первичного источника делится полупрозрачными границами раздела оптич. сред. Так, напр., возникает широко распространённая в естеств. условиях И. с. в тонких плёнках, ответственая за радужное окрашивание масляных пятен на воде, мыльных пузырей, крыльев насекомых, окисных плёнок на металлах и др. Во всех этих случаях имеет место И. с., отражённый двумя поверхностями плёнок. В тонких плёнках иерем. толщины при освещении протяжённым источником света картина интерференц. полос воспринимается локализованной на поверхности плёнки, причём данная интерференц. полоса соответствует фиксированной толщине плёнки (*полоса равной толщины*; рис. 3). Яркое интерференц. окрашивание возникает только для весьма тонких плёнок толщиной порядка длины волны, т. е. в низких порядках интерференции. Для более толстых плёнок и к. видна при освещении монохроматизированным светом, напр. в свете патривевой лампы низкого давления. В тонких плёнках строго

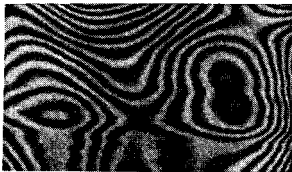


Рис. 3. Полосы равной толщины, полученные с тонкой стеклян. ной пластиной.

постоянной толщины (с точностью до малых долей длины волны) одинаковую разность хода приобретают при отражении от двух поверхностей плёнки луча, падающего на плёнку под фиксированным углом. Эти лучи в фокальной плоскости линзы образуют и к. *полосу равной наклона*.

Метод деления амплитуды широко применяется в разл. схемах интерферометров, в к-рых для разделения

волновых полей используются спец. полупрозрачные зеркала. Для метода деления амплитуды характерно снижение ограничений на угл. размер источника света.

Требования к монохроматичности света не зависят от способа деления волнового поля, определяются только порядком интерференции. Как отмечалось выше, И. с. в низких порядках наблюдается даже в белом свете. В свете изолированных спектральных линий газоразрядных источников света можно наблюдать интерференцию в очень высоких порядках $\approx 10^6 - 10^8$, т. е. при разностях хода в десятки см. Это ещё недавно имело большое практич. значение для создания и контроля вторичных эталонов длины, опирающихся на длину волны опрел. атомной линии в качестве первичного эталона. В 80-е гг. для этой цели используются излучение одночастотных лазеров, позволяющих наблюдать интерференцию при практически неограниченной разности хода.

Почти все упомянутые примеры И. с. относятся к типу дв. лучевой интерференции, при к-рой в каждую точку и к. свет от общего источника приходит по двум путям. При этом интенсивность света в и к. гармонически зависит от разности хода лучей $[\sim \cos^2(2\pi\delta/\lambda)]$. М. о. г. о. л. в а И. с. возникает при наложении многих когерентных волн, получаемых делением исходного волнового поля с помощью много-

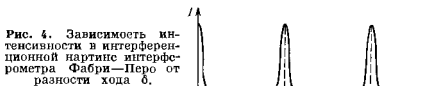


Рис. 4. Зависимость интенсивности в интерференционной картине интерферометра Фабри—Перо от разности хода δ .

кратных отражений (как, напр., в *интерферометре Фабри—Перо*) или дифракцией на многоэлементных периодич. структурах (см. *Дифракционная решётка, Майкельсона шпальт*). При многолучевой И. с. яркость и к. является периодич., но не гармонич. ф-цией δ . Резкая зависимость яркости и к. от δ при многолучевой И. с. широко используется для спектрального анализа света. Для примера на рис. 4 показана зависимость пропускания монохроматич. света интерферометром Фабри—Перо от расстояния между его полупрозрачными зеркалами, т. е. и от δ .

Если для наблюдения И. с. от тепловых источников приходится соблюдать ряд ограничений, причём возникающая и к. обычно имеет малую яркость и размеры, то при использовании в качестве источников света лазеров явления И. с. настолько ярки и характерны, что нужны особые меры для получения равномерной освещённости. Чрезвычайно высокая когерентность излучения лазеров приводит к появлению имев интерференц. происхождения при наблюдении объектов, освещённых лазером. При лазерном освещении произвольной шероховатой поверхности аккомодированный на бесконечность глаз воспринимает хаотич. картину световых пятен, мерцающую при смещении глаза (см. *Спеклам*). Это вызвано тем, что шероховатая поверхность, рассеивая лазерное излучение, служит источником нерегулярной и к., образованию к-рой в обычных условиях препятствует низкая пространственно-временная когерентность излучения тепловых источников. Близкую к этому природе имеет эффект мерцания звёзд, являющихся источниками света с очень большой площадью пространственной когерентности.

Нестационарная И. с. К. п. ой относится с е т о в ы о б с и н я, наблюдающиеся при наложении световых полей разл. частот. В этом случае возникает бегущая в пространстве и к., так что в заданной точке пространства интенсивность света периодически меняется во времени с частотой, равной разности частот интерферирующих волн. Бегущая возникает в обычных (нелазерных) схемах И. с. при изменении во времени разности хода

интерферирущих лучей. Примером может служить *интерферометр Майкельсона* с перем. длиной одного из плеч. При перемещении вдоль луча света одного из зеркал интенсивности света на выходе интерферометра периодически меняется, что может служить средством измерения скорости очень медленных перемещений. Например, при движении зеркала со скоростью 10^{-6} м/с интенсивность света меняется с частотой ~ 4 Гц.

Бисияи могут наблюдаться и в излучении независимых источников света. Для этого их яркости и спектральные плотности излучения должны быть очень велики. Обе эти характеристики выражаются через параметр ρ , наз. параметром вырождения фотонов, равный числу фотонов в объёме когерентности. При фотодетектир. регистрации бисийи параметр ρ в произведении с *качественно* входом времени определяет величину сигнала бисийи по отношению к фону фотонного шума. Излучение лазеров сильно вырождено — $\rho \gg 1$, вследствие чего бисийи в свете двух лазеров и между разл. типами колебаний одного лазера легко наблюдаются. Эти бисийи часто играют вредную роль как источник мощного шума интенсивности лазера.

Для тепловых источников обычно $\rho \ll 1$, поэтому эффекты нестационарной И. с. в их излучении крайне малы. Тем не менее их удалось обнаружить в тонких экспериментах по коррелиции интенсивности (см. *Интерферометр интенсивности*), получивших широкую известность в связи с их применением для звёздной астрономии, поскольку с их помощью возможно измерять угл. размеры столь удалённых звёзд, что это не удаётся сделать с помощью звёздного интерферометра. Такие нестационарные интерференции были обнаружены также при анализе спектра шумов фотосомента, освещённого двумя очень близкими спектральными линиями атомов ртути. На частоте бисийи был обнаружен пик в спектре шумов, составлявший 10^{-4} от фона *дрововых шумов* [4].

И. с. используется при спектральном анализе света, для точного измерения расстояний, углов, скоростей, в рефрактометрии. Большое значение интерферометрии имеет в оптич. производстве как средство контроля качества поверхностей и линзовых систем. Интерференц. пленки используются для создания светофильтров, высококачеств. зеркал, просветляющих покрытий для оптич. деталей. И. с. составляет основу голографии. Важным частным случаем И. с. является *интерференция поляризованных лучей*.

Лит.: 1) Бори М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; 2) Калитский Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978; 3) Глаубер Р., Оптическая когерентность и статистика фотонов, в кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика, М., 1966; 4) Foggett A. T., Gribble R. A., Johnson P. O., Photoelectric mixing of incoherent light, «Phys. Rev.», 1955, v. 99, p. 1691.

Е. В. Алексеев

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СОСТОЯНИЙ — наличие фазовой корреляции между базисными состояниями квантовой системы, описываемой суперпозицией этих состояний. Явление И. с. аналогично др. проявлениям интерференции, свойственной всем волновым процессам, для к-рых справедлив *суперпозиции принцип*. В соответствии с последним *волновая функция* $\Psi(t)$ произвольного состояния квантовой системы может быть представлена суперпозицией собственных (базисных) состояний Ψ_n к.-л. оператора, напр. оператора энергии \hat{H} (*гамильтониана*):

$$\Psi(t) = \sum_n C_n \Psi_n(t). \quad (1)$$

Формальный признак наличия И. с. является отличие от нуля усреднённого по ансамблю частиц произведения $\langle C_n C_n^* \rangle$ комплексных коэф. разложения волновой ф-ции $\Psi(t)$. Величины $\langle C_n C_n^* \rangle$ являются диагональными элементами *матрицы плотности*, часто наз. когерентностями. Они входят в выражение для ср. значе-

ний величины $\langle \hat{L} \rangle$, описываемой оператором \hat{L} , не коммутирующим с \hat{H} :

$$\langle \hat{L} \rangle = \sum_n |C_n|^2 L_{nn} + \sum_{\substack{k, m \\ k \neq n}} \langle C_k C_m^* \rangle L_{km}(t), \quad (2)$$

где $L_{km}(t)$ — матричный элемент оператора \hat{L} в энергетич. представлениях. Второй член в (2) наз. *интерференционным* или *когерентным*. Выражение (2) аналогично выражению для интенсивности при интерференции пучков света, что и объясняет замствование терминов «интерференция» и «когерентность».

Поскольку собственные состояния оператора энергии \hat{H} гармонически зависят от времени, то интерференционный член в (2) содержит временные множители $\exp[-i(\omega_n - \omega_k)t]$:

$$\sum_{k, m} \langle C_k C_m^* \rangle L_{km} = \sum_{k, m} \langle C_k C_m^* \rangle L_{km} \exp[-i(\omega_n - \omega_k)t], \quad (3)$$

где $\omega_n = \varepsilon_n / \hbar$, ε_n — энергия состояния Ψ_n . Вытекающая из (3) зависимость результата измерения от времени есть следствие нестационарности системы, к-рая [в соответствии с (1)] не обладает определ. энергией. И. с. проявляется также при измерении интенсивности квантовых переходов системы из суперпозиц. состояния в стационарное.

И. с. есть общее свойство квантовых систем, к-рое может быть обнаружено в любом частотном диапазоне. В частности, первым проявлением интерференции невырожденных не взаимодействующих состояний надо считать, по-видимому, свободную прецессию спинов, наблюдавшуюся в радиоспектроскопии. Аналогичное явление было обнаружено (1955) и в ядерной физике с помощью техники угл. коррелиций γ -квантов. В оптич. диапазоне И. с. проявляется, напр., при поглощении или излучении света. Ниже рассматриваются именно такие проявления И. с.

И. с. возникает в квантовых системах под влиянием каким-то образом организованных возмущений. В атомах, в частности, она возникает в результате облучения поляризованным или просто направленным излучением, направленным электронным пучком, при возбуждении в результате изотропных столкновений с др. частицами. Квантовые ансамбли, предоставляемые самим себе, под влиянием релаксации теряют когерентность и аннотропными и становятся равновесными и изотропными. (Связь аннотропии с когерентностью вызвана тем, что И. с. с. определяет энергич. одновременно является И. с. с. определяет значениями угл. момента и его проекции.) Вследствие этого И. с. отражается на поляризац. характеристиках излучения (поглощения) атомов и на связанном с поляризац. угл. распределении интенсивности излучения.

Принимая во внимание зависимость интенсивности квантовых переходов от времени, проявление И. с. можно разделить на квантовые бисийи и пересечение уровней.

Квантовые бисийи могут наблюдаться при переходе квантовой системы из импульсно возбуждённого суперпозиц. состояния в собственное. В простейшем случае суперпозиции двух уровней (1 и 2) интенсивность спонтанного излучения в опред. направлении оказывается модулированной во времени (рис. 1), причём частота синусоидальной модуляции определяется энергетич. разором между интерферирующими уровнями. Колебания затухают с постоянной времени спонтанного распада, зависящей от населённости уровней 1 и 2. Длительность возбуждающего импульса Δt должна удовлетворять очевидному соотношению: $\Delta t \ll \omega_{12}^{-1}$. В этих условиях явление очень наглядно: после короткого возбуждения интенсивность излучения падает, обнаруживая затухающие колебания.

Кроме вынужденного возбуждения, коллективные бенины могут возникать при периодич. модуляции интенсивности возбуждающего процесса, а также при модуляции энергетич. затора (частоты ω_{12}) между interfering уровнями. В этих случаях бенины приобретают характеристики резонансов. В первом случае интенсивность спонтанного излучения (или коэф. поглощения) меняется с частотой модуляции возбуждения, причём амплитуда этого периодич. изменения достигает максимума при совпадении частоты модуляции с ω_{12} (т. н. резонанс бенины). Впервые резонанс бенины наблюдался в опытах по осуществлению

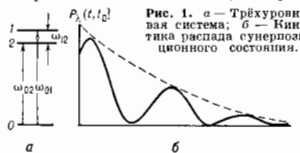


Рис. 1. а - Трикугловная система; б - Кинетика распада суперпозиционного состояния.

оптической ориентации атомов с помощью циркулярно поляризованного резонансного излучения, направленного поперек магн. поля. Процесс ориентации можно трактовать как передачу угл. момента фотонов поляризованного света атомам, к-рые выстраиваются параллельно или антипараллельно пучку света. Это сопровождается обычно уменьшением поглощения света ориентированными атомами. Без магн. поля установившемуся полной ориентации мешают только релаксационные процессы. При наличии перпендикулярного пучка магн. поля ориентированный атом попадает по отношению к магн. полю в суперпозиц. состояние, что классически описывается прецессией вокруг вектора поля. Т. к. распределение фаз такой прецессии для разных атомов равномерное, в среднем ансамбль атомов оказывается переориентированным. Однако если ориентирующий световой пучок модулировать по интенсивности с частотой прецессии атомов, то возникает синфазно прецессирующая группа атомов, взаимодействующая со светом как ориентированная система. Следствием этого является интерференцное изменение поглощения ориентирующего пучка света. Непосредственно прецессии может быть обнаружена с помощью вспомогат. пучка света пост. интенсивности, к-рый после взаимодействия с атомами приобретает амплитудную модуляцию на частоте прецессии.

Резонанс бенины в люминесценции следует отличать от тривиальной модуляции люминесценции, связанной с колебаниями населённости излучающих состояний при прерывистом возбуждении. Эта тривиальная модуляция падает с ростом частоты прерываний возбуждения за счёт инерционности спонтанного излучения. В отличие от этого интерференц. резонанс бенины возникает с равной интенсивностью вне зависимости от времени жизни системы.

В случае модуляции энергетич. интервала между interfering уровнями в резонансе наблюдается параметрический резонанс. Он выражается в появлении модуляции в спонтанном излучении (или в поглощении) системы атомов, когда интервал между подуровнями возбуждённого состояния модулируется с частотой, равной частоте расщепления уровней или в целое число раз меньше. Параметрич. резонанс характеризуется бесконечным набором гармоник в интенсивности излучения, причём для каждой гармоники имеется множество резонансов. Параметрич. резонанс наблюдается чаще при модулировании расщепления уровней магн. полем, реже при модуляции электрич. полем шарковских подуровней.

Пересечение уровней имеет место при постоянном во времени возбуждении, в случае, когда interfering состояния вырождены по энергии. Пересечение уровней можно интерпретировать как остановившиеся бенины, бенины с нулевой частотой $\omega_{12}=0$. Спонтанное

излучение поляризовано, его интенсивность в разных направлениях различна. При снятии вырождения к-л. внии. воздействием, напр. магн. полем, поляризация излучения и его интенсивность в заданном направлении меняются. Меняются они и с изменением величины приложенных полей. Это изменение интенсивности и является сигналом пересечения уровней. Ширина сигнала связана с атомными константами: с временем релаксации, магн. моментами ядра и электронной оболочки и с их взаимодействием.

По угл. зависимостям и характеру поляризации И. с. можно разбить на группы, связанные ст. п. о. л. и. р. и. з. а. с. с. м. о. м. е. н. т. а. м. и. Линейным преобразованием (разложением по неприводимым тензорам группы вращений) матрицу плотности можно привести к такому виду, в к-ром она расщепляется на ряд групп, представляющих тензоры разл. рангов, каждый из к-рых преобразуется операцией вращения самостоятельно. Эти группы и составляют поляризац. моменты. Компоненты этих моментов, перпендикулярные осм квантования, непосредственно связаны с когерентностью.

Первый поляризац. момент наз. о. р. и. е. н. т. а. к. т. и. е. й, он образуется при возбуждении светом, поляризованным по кругу, и соответствует наведённому в ансамбле внии. возмущением макроскопич. магн. момента. Ориентация соответствует интерференции вырожденных или почти вырожденных состояний с магн. числами, отличающимися на единицу.

Второй момент наз. в. ы. с. т. р. а. н. а. п. и. е. м., он образуется при И. с., отличающемся по проекции момента на 2. Возникает выстраивание при облучении линейно поляризованным светом, естеств. светом определ. направления и при соударениях. Физически выстраивание можно трактовать как появление в ансамбле частиц электрич. квадрупольного момента. Выстраивание может быть одноосным и дуосным.

Как ориентация, так и выстраивание могут разрушаться при снятии вырождения уровней, что сопровождается изменением диаграммы направленности излучения атомов, приближающейся к сферической симметричной.

В физ. эксперименте И. с. широко используется для нахождения атомных и молекулярных констант, в первую очередь констант релаксации. Если известно расщепление уровня в зависимости от магн. поля, т. е. *Ланде множитель*, то константу релаксации можно найти из ширины сигнала пересечений уровней в магн. поле. Для свободных атомов время релаксации поляризац. моментов совпадает с радиач. временем жизни, но в условиях межатомных столкновений этого совпадения может и не быть. И. с. применяется также для изме-

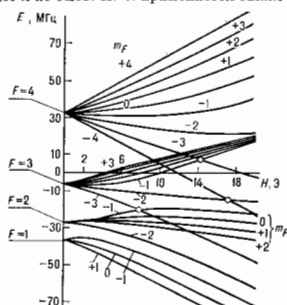


Рис. 2. Энергетическая схема $6P_{3/2}^{33}\text{Rb}$. Светлыми кружками отмечены вырожденные уровни, при которых наблюдается сигнал интерференции.

рения множителя Ладе, констант тонкого и сверхтонкого расщепления атомных уровней. Для этого применяются квадрупольные биения при импульсном возбуждении. Таким способом удаётся исследовать расщепления в диапазоне от 0 до 10^{10} Гц. Глав. достоинством метода биений является отсутствие возмущения объекта в процессе наблюдения, к-рое проводится после окончания импульса возбуждения.

Тонкие и сверхтонкие расщепления исследуются также методом пересечения уровней. При наличии этих расщеплений магн. подуровни вырождаются не только в отсутствие магн. поля, но и в нек-рых отличных от нуля магн. полях. На рис. 2 представлена структура уровня $6P_{3/2}$ ($J=3/2$, $I=3/2$) ^{85}Rb в магн. поле. Круги отмечают пересечение подуровней, дающих вклад в сигнал пересечения. Зная магн. поле, в к-ром произошло пересечение, можно рассчитать исходное расщепление в нулевом магн. поле, откуда уже легко находятся константы сверхтонкой структуры.

Интерференц. зависимость поляризации, моментов атомов от магн. поля используется для измерения его напряжённости. Напр., астрофизики измеряют поле солнечной короны по степени поляризации излучения. Исходное выстраивание атомов обуславливается их аннотропным облучением. В земных условиях эффект пересечения уровней атомов в осн. состоянии используется для измерения крайне слабых магн. полей, вплоть до 10^{-10} э (10⁻¹⁴ Га). Столь высокая чувствительность обусловлена малой шириной уровней атомов в основном состоянии.

Лит.: Александров Е. Б., Оптические проявления интерференции невырожденных атомных состояний, «УФН», 1972, т. 107, с. 595; Чайка М. П., Интерференция вырожденных атомных состояний, Д., 1975; Александров Е. Б., Кайлидзе И. В. И., Чайка М. П., Спектроскопия сверхтонкого расщепления на основе интерференции состояний, «УФН», 1978, т. 129, с. 155.

Е. Б. Александров, М. П. Чайка.

ИНТЕРФЕРОМЕТР — прибор, основанный на явлении интерференции волн. В соответствии с природой волн существуют интерферометры акустические и для звуковых волн и И. для эл.-магн. волн. К последним относятся оптич. И. и радиointерферометр. В данной статье рассматриваются оптич. И., к-рые получили наиб. распространение как приборы для измерения длин волн спектральных линий и их структуры; для измерения показателей преломления прозрачных сред; в метрологии для абс. и относит. измерений длин и перемещений тел, измерения угл. размеров звзд (см. Интерферометр звёздный); для контроля формы, микрорельефа и деформации поверхностей оптич. деталей и чистоты металлич. поверхностей и пр.

Применение в И. в качестве источников света одночастотных лазеров позволило существенно улучшить и автоматизировать технику интерферометрич. измерений, повысить точность измерения. В лазерах И. производится фотоэлектрич. регистрация разности хода, выраженной непосредственно в длинах волн. Созданы голографич. И. (см. Голографическая интерферометрия), позволяющие регистрировать небольшие изменения в форме поверхности или предмета, возникающие в результате тех или иных деформаций.

В основе И. лежит пространственное разделение пучка света с помощью того или иного устройства с целью получения двух или более взаимно когерентных лучей, к-рые проходят разл. оптич. пути, а затем сводятся вместе и наблюдается результат их интерференции. Вид интерференц. картины зависит от способа разделения пучка света на взаимно когерентные лучи, от их числа, их относит. интенсивности, размеров источника, спектрального состава света.

Многолучевые И. используются гл. обр. как спектрометры высокой разрешающей силы для исследования тонкой структуры спектральных линий и определения их формы, а двухлучевые И. являются в основном техн. приборами.

Рассмотрим принцип действия двухлучевого И. Если один луч проходит геом. путь l_1 в среде с показателем преломления n_1 , а другой — путь l_2 в среде с n_2 , то оптич. разность хода лучей $\Delta = l_1 n_1 - l_2 n_2 + \delta$ определяет результат интерференции. Здесь δ — изменение фазы па границах раздела сред. Интенсивность света в данной точке образующей интерференц. картины при равных амплитудах А интерферирующих лучей изменяется в зависимости от величины Δ по закону: $I = -4A^2 \cos^2(\pi\Delta/\lambda)$. При Δ равной целому числу длин волн λ ($\Delta = m\lambda$), интенсивность имеет макс. значение — максимум интерференц. полос (m — порядок интерференции). Разл. Δ соответствуют полосам разного порядка. Любое изменение величин l , n и λ , входящих в выражение для $\Delta = m\lambda$, приводит к смещению интерференц. полос. Измеряя величину смещения полос при постоянных l и n , определяют величину изменения λ интерференц. рефрактометрами Рэлея и Жамена (см. Интерферометр Рэлея, Интерферометр Жамена). Если известны λ и n , то по смещению полос можно измерить геом. длину, для чего служат интерференционные компараторы. Т. к. интерференц. картина смещается заметно даже при небольших изменениях разности хода $\Delta \approx 0,1 \lambda$, точность измерения с помощью И. очень высока (погрешность $\lambda \approx 0,5$ кмк).

При использовании источника монохроматич. света в поле зрения И. наблюдается большое число светлых и тёмных неотличимых друг от друга интерференционных полос разл. порядков. Изменение разности хода Δ (за счёт изменения l или n) приводит к смещению полос в поле зрения. В этом случае измерение возникшей разности хода сводится к счёту числа полос, прошедших через перекрестие в поле зрения, что производится визуально (при непрерывном изменении Δ) или фотоэлектрич. методами.

В ряде И. (напр., интерферометрах Жамена и Рэлея) используется источник белого света (лампа накаливания), при к-ром в поле зрения наблюдается лишь небольшое число (8—10) цветных полос низкого порядка, симметрично расположенных относительно центральной ахроматич. (белой) полосы нулевого порядка. При изменении разности хода Δ вся группа полос смещается в поле зрения и измерение разности хода обычно производится с помощью спец. оптич. компенсаторов, к-рые позволяют ввести в интерферирующие пучки дополнительную — компенсирующую разность хода, возвращая белую полосу на перекрестие в поле зрения. Величина измерений непосредственно определяется с помощью отсчётного устройства компенсатора. Точность в определении λ при этом достигает до $2 \cdot 10^{-8}$.

Методы, с помощью к-рых в И. могут быть получены когерентные пучки, весьма разнообразны, и потому су-

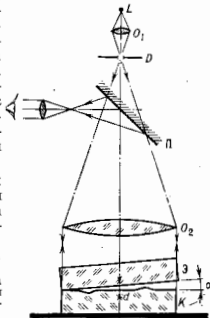


Рис. 1. Схема интерферометра Физо (длины наглядности углов α и размеры дефектов увеличены).

ществует большое число разл. конструкций И., обычно приспособленных к измерению к.-л. одной величины (l , n или λ). По методу получения когерентных пучков И. делятся на два типа. В основе одного из них когерентные пучки получаются в результате отражения от двух поверхностей плоскопараллельной или клиновидной пластинки с образованием соответственно полос равного наклона или равной толщины. В И. др. типа

происходит интерференция лучей, вышедших от источника под углом друг к другу (см. *Интерференция света*). К первому типу относятся интерферометры Физо, Майкельсона и его модификации, Жамена и др.; ко второму типу — интерферометр Рэлея и др.

Простейшим интерферометром является интерферометр Физо (рис. 1), применяемый главным образом для контроля точности изготовления плоских поверхностей оптич. деталей. Свет от монохроматического источника L с помощью конденсора O_1 , диафрагмы D и объектива O_2 направляется параллельным пучком на эталонную \mathcal{E} и контролируруемую K пластинки (положенные одна на другую) почти перпендикулярно к их поверхностям. При этом строго плоская эталон-

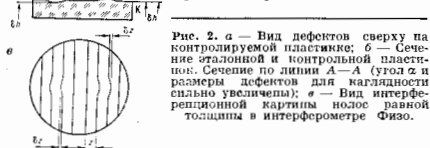


Рис. 2. а — Вид дефектов сверху на контролируемой пластине; б — Сечение эталонной и контролируемой пластинок. Сечение по линии А—А (угол α и размеры дефектов для наглядности сильно увеличены); в — Вид интерференционной картины носов лавной толщины в интерферометре Физо.

ная и контролируемая поверхности пластинок образуют между собой небольшой угол α . С помощью полупрозрачной пластинки Π в отраженном свете наблюдаются интерференционные полосы равной толщины, к-рые локализованы в области воздушного клина между контролируемой и эталонной поверхностями. Положения этих полос определяются из условия: $\Delta = 2dn + \lambda/2 = m\lambda = \text{const}$ (при $n \approx 1$), где d — толщина воздушного клина. Если контролируемая поверхность идеально плоская, то полосы равного наклона имеют форму прямых эквидистантных линий, параллельных ребру клина ($d = \text{const}$), расстояние между к-рыми равно $z = \lambda/2\alpha$ (рис. 2, в) (при $\alpha = 10''$ и $\lambda \approx 0,5$ мкм, $z = 5$ мм). Если же на контролируемой поверхности имеются к-л. дефекты, напр. небольшие углубления или выступы (рис. 2, а, б) или она не строго плоская, то в области расположения этих дефектов наблюдаются отклонения δz от прямолинейности. При этом отстоит, величина отклонения $\delta z/z$ связана с высотой или глубиной дефекта δh соотношением $\delta h = (\lambda/2)\delta z/z$. Невозуженный глаз может оценить величину $\delta z/z \approx 0,1$, что соответствует величине обнаруженного дефекта $\delta h = \lambda/20$ (при $\lambda = 0,633$ мкм, $\delta h = 0,031$ мкм). Знак отклонения позволяет отличить тип дефекта: углубление или выступ (рис. 2, в). Если контролируемая поверхность имеет форму сферы, то интерференционные носы имеют форму концентрических окружностей (см. *Ньютона кольца*).

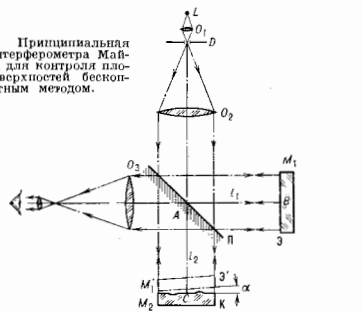
В интерферометре Физо поверхности контролируемой и эталонной пластинок из-за малости угла (угл. секунды) почти полностью соприкасаются друг с другом и в процессе востригания могут быть повреждены. Поэтому для контроля поверхностей часто используются бесконтактные И., построенные по схеме интерферометра Майкельсона (рис. 3). Здесь параллельный пучок света на объектива O_2 выходного коллиматора падает на полупрозрачную разделит. пластинку Π и направляется к зеркалам M_1 и M_2 , к-рыми в данном случае служат эталонная \mathcal{E} и контролируемая K пластинки. После отражения от зеркал-пластинок оба пучка вновь соединяются разделит. пластинкой Π и направляются в объектив O_3 выходного коллиматора и интерферируют. При этом оба зеркала ориентированы так, чтобы контролируемая поверхность K и мнимое изображение эталонной поверхности \mathcal{E} в разделит. пластинке образовали небольшой воздушный клин толщиной в его ср. части (на оп-

тич. осн) $d = l_2 - l_1$, где l_1 и l_2 — расстояния от разделит. пластинки до зеркал: $l_1 = AB$, $l_2 = AC$. При интерференции наблюдаются полосы равной толщины, локализованные в плоскости клина, максимумы интенсивности к-рых определяются из условия

$$\Delta = 2(l_2 - l_1) = 2d = m\lambda,$$

т. е. так же, как и в интерферометре Физо. Анализ интерференц. картин проводится так же, как и в интерферометре Физо. Модеризированный интерферометр Майкельсона, в к-ром одно из плоских зеркал заменено

Рис. 3. Принципиальная схема интерферометра Майкельсона для контроля плоских поверхностей бесконтактным методом.



сферическим (интерферометр Тваймана), позволяет проводить контроль качества сферич. (выпуклых или вогнутых) зеркал и качества объективов. Принцип интерферометра Майкельсона широко используется в ряде др. техн. И., напр. в И. для измерения абс. и относит. длин концевых мер. Большое число лазерных И. также построено по схеме интерферометра Майкельсона. Благодаря высокой монохроматичности и когерентности лазерного излучения такие И. позволяют проводить измерения при больших разностях хода, напр. измерять с высокой точностью большие линейные перемещения тел (достигающие неск. м), проводить проверку штриховых эталонных мер, шкал и др.

Кроме лазеров в качестве источников света созданы квантовые И. для измерения небольших перемещений, длин деталей. Их действие основано на зависимости разностной частоты падающего между соседними продольными модами лазера $f = c/2L$ от длины резонатора L (см. *Лазер*). По изменению разностной частоты Δf , происходящей при перемещении одного из зеркал резонатора, может быть измерена величина этого перемещения $\Delta L = 2L^2\Delta f/c$. Преимуществом таких И. является то, что измерение линейных размеров (и перемещений) сводится к определению частоты, к-рую можно измерить радиотехн. методами с высокой степенью точности.

Лит.: Дьяченко Г. С., *Оптика*, 5 изд., М., 1976; Захарьевский А. Н., *Интерферометры*, М., 1952; Козоминцов Ю. В., *Интерферометры*, М., 1976; Крайлов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С., *Применение лазеров в машиностроении и приборостроении*, Л., 1978.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ультразвуковой — прибор для измерения фазовой скорости и коэф. поглощения α УЗ, принцип действия к-рого основан на интерференции акустич. волн. Типичный УЗ-И. (рис. 1) представляет собой акустич. камеру l с исследуемой средой, в к-рой пьезоэлектрическим преобразователем 2 возбуждаются УЗ-волны. На нек-ром расстоянии l от пьезопреобразователя расположен плоский рефлектор 5, от к-рого отражается УЗ-волна и к-рый может перемещаться вдоль направления распространения УЗ. Плоскости рефлектора и пьезопреобразователя уста-

навливаются строго параллельными друг к другу. Акустич. поле в камере И. рассматривается как поле плоских волн, многократно отраженных от рефлектора и поверхности преобразователя. Это справедливо при условии равномерного распределения амплитуд и фаз колебат. скорости по поверхности преобразователя, пренебрежимо малого влияния стенок аку-

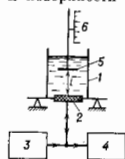


Рис. 1. Блок-схема интерферометра: 1 — акустическая камера; 2 — пьезопреобразователь; 3 — генератор высокочастотного напряжения; 4 — схема регистрации; 5 — рефлектор; 6 — отчетный механизм.

стической камеры, а также при условии, что поперечные размеры преобразователя и рефлектора значительно больше длины волны УЗ. Сопротивление акустической нагрузки преобразователя при соблюдении всех этих условий зависит от расстояния l по периодическому закону с периодом $\lambda/2$, где λ — длина волны УЗ в исследуемой среде. Реакция преобразователя на акустическую нагрузку определяется по величине электрич. напряжения U на нем (преобразователь возбуждается генератором тока). Величина U при перемене рефлектора периодически изменяется от макс. до мин. значения с периодом $\lambda/2$ (рис. 2). Искомая скорость УЗ определяется как $c = \lambda f$, где λ измеряется по интервалам между экстремумами кривой реакции, т. е. зависимости $U(l)$, а коэф. поглощения α может быть найден либо по спаду экстремумов кривой реакции с увеличением l , либо по их ширине (f — частота УЗ).

Осп. источником систематич. погрешности является отличие реальных условий измерений от условий, отве-



Рис. 2. Кривая реакции — зависимость напряжения U на пьезопреобразователе от расстояния l между рефлектором и пьезопреобразователем.

чающих распространению плоской волны вдоль оси камеры: при несоблюдении условия малости длины волны относительно размеров камеры, преобразователя и рефлектора в И. возникают дифракц. эффекты (см. Дифракция звука), искажающие результаты измерений; при непараллельности рефлектора и преобразователя, а также при неравномерности распределения амплитуд и фаз колебат. скорости по поверхности преобразователя на кривой реакции возникают дополнит. экстремумы (сателлиты), искажается форма обгибающей кривой реакции и изменяются интервалы между осн. экстремумами.

Реально достижимые мин. погрешности измерения скорости УЗ зависят от коэф. поглощения в исследуемой среде и для малого поглощения $(\alpha l / \pi^2 < 200 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^2)$ составляют 10^{-4} — 10^{-6} . Погрешности измерения α на частотах мегагерцевого диапазона — $(2-20) \cdot 10^{-2}$ и также зависят от абс. значения коэф. поглощения. Для исключения дифракц. погрешностей необходимо вводить поправки, корректный расчёт к-рых может быть выполнен численными методами.

Лит.: Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, 2 изд., М., 1982; Илгуняев В. П. в сб. В. С. Уланова и С. В., Ультразвуковые интерферометры, Вильнюс, 1983.

В. Е. Мисаев, А. С. Химурин.
ИНТЕРФЕРОМЕТР ЖАМЕНА (интерференционный рефлектометр) — интерферометр для измерения показателей преломления газов и жидкостей, а также для определения концентрации примесей в воздухе. И. Ж.

(рис.) состоит из двух одинаковых толстых плоскопараллельных пластинок из стекла, установленных почти параллельно друг другу. Пучок света падает на первую пластинку под углом i , близким к 45° . Каждый луч пучка после отражения на поверхности пластины делится на 2 когерентных луча S_1 и S_2 , идущих в перем. расстоянии друг от друга, зависящем от толщины пластинок d . Далее на второй пластинке каждый из них аналогичным образом разделяется на два луча. В результате от второй пластины идут 4 параллельных когерентных луча S_1', S_1'', S_2', S_2'' ; лучи S_1' и S_2'' перекрываются диафрагмой D , а лучи S_1'' и S_2' попадают в зрит. трубу и интерферируют в фокальной плоскости объектива O_1 . Разность хода между ними равна

$$\Delta = \varphi d \sin 2i / (n_n - \sin^2 i)^{1/2},$$

где n_n — показатель преломления пластинок, φ — угол между ними. При $\varphi \approx 5' - 15'$ Δ мала, поэтому при использовании источника белого света наблюдаются только интерференц. полосы низкого порядка, к-рые имеют форму прямых линий с белой ахроматич. полосой в центре, окруженной системой окраин. полюс.

Сравнительно большое расстояние между лучами S_1' и S_2' позволяет установить на их пути две юстицы K_1 и K_2 одинаковой длины l с исследуемыми веществами, показатели преломления к-рых n_1 и n_2 . Возникающая разность хода $\Delta = (n_2 - n_1)l = \delta n l$ приводит к смещению ахроматич. полосы в сторону зрительной трубы. Измерение Δ в И. Ж. производится с помощью компенсатора Жамена, к-рый создаёт дополнит. разность хода, обратную той, к-рая вызвана различием n_1 и n_2 . Компенсатор состоит из двух одинаковых плоскопараллельных пластинок P_1 и P_2 (рис.), установленных в ходе лучей S_1 и S_2 и укрепленных на осн OO' под углом

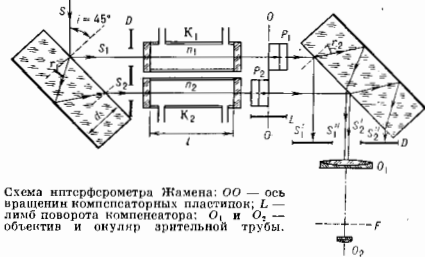


Схема интерферометра Жамена: OO' — ось вращения компенсаторных пластинок; L — угол поворота компенсатора; O_1 и O_2 — объектив и окуляр зрительной трубы.

друг к другу. Внесямая ими разность хода зависит от угла падения лучей на пластинки и может изменяться при вращении пластинок. Величина этой разности хода может быть рассеяна или проградуйрована в измеряемых величинах (напр., $n_2 - n_1$) и наносится на ламб L осн поворота пластинок.

Поворачивая компенсатор, приводят смещенную ахроматич. полосу на перекрестие трубы и отсчитывают величину смещения Δ . Зная Δ и l , определяют разность δn . Точность измерения δn в И. Ж. может достигать 6-го десятичного знака.

С помощью И. Ж. проводят количеств. анализ газовых смесей — определяют концентрацию иск-рых газобразных примесей, напр. метана и CO_2 , в воздухе шахт (т. к. n зависит от плотности газа).

Лит.: см. при ст. Интерферометр. В. И. Манжосов.
ИНТЕРФЕРОМЕТР ЗВЕЗДНЫЙ — интерферометр для измерения угл. размеров звёзд и угл. расстояний между двойными звёздами. Схема И. З. Манжосова изображена на рис. (а). Свет от звезды попадает в объектив телескопа O , предельно точно отразившись от плоских зеркал $M_1 - M_4$, вследствие чего в изображении звезды

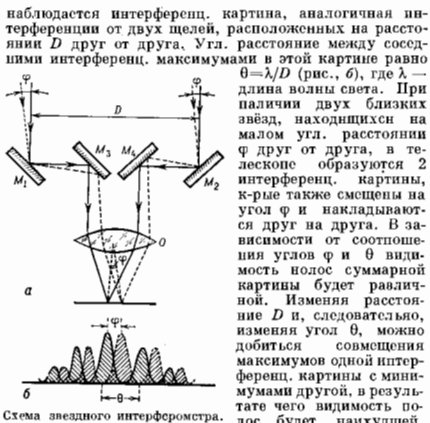


Схема звездного интерферометра.

$= 1/4 \theta = \lambda/2D$. Измерив D и зная λ , можно определить угл. расстояние между звездами ϕ . Аналогично определяются угл. размеры одной звезды. Если звезду рассматривать как равномерно светящийся диск, то расчёт показывает, что исчезновение полос происходит при $\phi = 1,22\lambda/D$. Точность измерения И. з., в k -ром D может достигать 18 м, что позволяет измерять угл. расстояния с точностью до 0,001". Для измерения угловых размеров очень слабых звезд, свет от k -рых на уровне шумов, применяют метод корреляции интенсивности (см. *Интерферометр интенсивности*).

Лит. см. при ст. *Интерферометр*. В. И. Малышев.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ИНТЕНСИВНОСТИ — устройство, в k -ром измеряется коэф. корреляции интенсивности излучения, принимаемого в двух разнесенных точках. И. и. был использован вначале в оптич. измерениях и радиоастрономии для измерения видимых угл. размеров звезд и источников космич. радиолучения. Такой И. и. состоит обычно из 2 телескопов, разнесенных на расстояние до неск. сотен м (рис.). Светоприёмником служит фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) с малой инерционностью ~ 1 нс. Флуктуации тока $I(t)$ обоих ФЭУ, обусловленные шумовым характером света, переключаются в коррелиаторе.

$\bar{r} = \frac{(I_1 - \bar{I}_1)(I_2 - \bar{I}_2)}{I_1 \bar{I}_2}$, где черта означает усреднение по времени, является мерой угл. размера источника. Для равномерно светящегося диска коэф. корреляции связан с угл. размером θ соотношением $\bar{r}(D, \theta) = \frac{2}{\pi} J_1(\pi D \theta / \lambda) J_0(\pi D \theta / \lambda)$, где J_1 — функции Бесселя, λ — длина волны света, D — проекция расстояния между телескопами (базы интерферометра) на плоскость, нормальную к направлению на источник. Определяя \bar{r} при разл. D , можно найти отклонение измеренной зависимости $\bar{r}(D, \theta)$ от рассчитанной для равномерно светящегося диска и тем самым получить информацию об истинном распределении яркости по диску. Для

двойных звезд таким способом определяют не только угл. размеры компонент, но и угл. расстояние между ними. В радиоастрономии база И. и. может составлять неск. км, вместо ФЭУ используют приёмники радиолучения, а переключение производится после квадратичного детектирования. Первые измерения коррел. ф-ции интенсивности выполнили Р. Браун (R. Brown) и Р. Твисс (R. Twiss) в 1954.

Достоинством И. и. является его малая чувствительность к флуктуациям разности фаз, вызванных механич. вибрациями, атмосферной турбулентностью, нестабильностью частоты генератора (в радиоинтерферометре) и т. д. Однако при наличии внеш. помех (фон, шум) приёмника, квантовый шум) чувствительность И. и. по потоку излучения снижается в большей степени, чем чувствительность обычного фазового *интерферометра*, поэтому И. и. используют только для ярких источников. Из-за отсутствия информации о фазе И. и. не даёт комплексного спектра пространственных частот, необходимого для получения изображения.

И. и. позволяет оценивать коррел. ф-ции 4-го порядка и по ним судить о статистике поля, что находит применение в лазерной физике и при исследовании сверхкоротких световых импульсов.

Лит.: Слыш В. И., *Интерферометры в астрофизике*, УФН, 1965, т. 87, с. 471; В. Г. Г. и Р. С. The intensity interferometer, Л., 1974; Лоудон Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981.

ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА — двухлучевой интерферометр, опич. схема к-рого приведена на рис. 3 к ст. *Интерферометр*. И. М. позволяет осуществлять разл. виды интерференции, широко используется в физ. исследованиях и в разл. техн. измерит. приборах для измерения длин, смещений, для исследования качества оптич. деталей, систем и т. п. С помощью И. М. впервые определена длина волны света и осуществлён *Майкельсона опыт*, доказавший независимость скорости света от движения Земли, что имело фундам. значение для спец. теории относительности. И. М. применяется также как спектральный прибор большой светосилы и высокой разрешающей способности, обладающий рядом др. преимуществ (см. *Фурье спектрометр*, *СИСАМ*).

Лит. см. при ст. *Интерферометр*. В. И. Малышев.

ИНТЕРФЕРОМЕТР РОЖДЕСТВЕНСКОГО — двухлучевой интерферометр, состоящий из двух зеркал M_1 , M_2 и двух параллельных полупрозрачных пластин

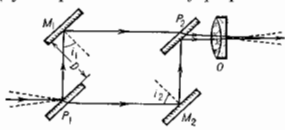


Рис. 1. Схема интерферометра Рождественского.

P_1 , P_2 (рис. 1); M_1 , P_1 и M_2 , P_2 устанавливаются нормально параллельно, но M_1 и M_2 наклонены относительно друг друга на малый угол; расстояние $M_1 P_1 = M_2 P_2$ и $M_1 P_2 = P_1 M_2$. Луч света разделяется пластинкой P_1 на 2 луча, k -рые после отражений от M_1 , M_2 и прохождения P_2 оказываются параллельными с разностью фаз $\delta = (4\pi D/\lambda) \cdot (\cos i_1 - \cos i_2)$. Поскольку δ не зависит от положения лучей на зеркалах и определяет лишь углы наведения, интерференц. картина будет локализована на бесконечности (или в фокальной плоскости объектива O). Параллельному пучку лучей, падающих на И. Р., соответствует одна точка интерференц. картины, и следовательно, для наблюдения всей картины необходим пучок конечной апертуры. Вид картины (порядок и ширина полос, их ориентация) зависит от наклона зеркал M_1 и M_2 . Если, напр., ребро двугранного угла, образовавшего M_1 и M_2 , вертикально (перпендикулярно чертежу), то даже при очень малой раз-

ности ($i_1 - i_2$) полосу сравнительно высокого порядка (D веико) вертикальны и почти параллельны. Если же ребро дуганного угла горизонтально, то в поле зрения находятся горизонтальные полосы низкого порядка (в т. ч. нулевая), видимые и в белом свете. Введение в один из пучков к-л. прозрачного объекта, напр. пластины, изменяет ширину, порядок и ориентацию полос: нулевая полоса не горизонтальна и поворачивается при нек-рой промежуточной ориентации M_1 и M_2 ; при очень большой толщине этой пластины и в белом свете можно видеть только очень узкие, почти вертикальные полосы, когда ребро угла между M_1 и M_2 почти вертикально.

Схема, аналогичная рис. 1, применяется в т. н. и интерферометре Маха — Цендера; отличие его от И. Р. состоит в том, что попарно параллельно устанавливаются M_1 , M_2 и P_1 , P_2 . При этом можно получить *полосу равной толщины*, если точно совместить изображения S' и S'' источника света S , образованные в двух ветвях интерферометра (рис. 2). Полосы локализованы в плоскости этого изображения, равно как и в плоскости S''' , сопряженной с S' через объектив O_2 , где и ведется наблюдение. Если в пучок лучей вблизи S' и S'' поместить оптически неоднородную среду (напр., поток воздуха), то полосы изменят свою форму, являя собой показывая распределение показателя преломления в исследуемой среде. Ширина полос зависит от угла между M_1 и P_1 , увеличиваясь с его уменьшением. Если все зеркала и пластины параллельны, то в

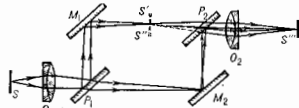


Рис. 2. Схема интерферометра Маха—Цендера.

отсутствии неоднородностей ширина полос бесконечна (интерференц. поле равномерно освещено). Введение неоднородности приводит к появлению полос, форма к-рых соответствует кривым разных значений показателя преломления.

Особенности интерференц. картины в И. Р. и интерферометре Маха — Цендера делают их весьма чувствительными и интерференционными рефлектометрами. Их осн. преимущество по сравнению с интерферометрами Рэлея и Жамена состоит в большом расстоянии между ветвями интерферометра, что позволяет вносить в пучки лучей весьма большие объекты. И. Р. используется гл. обр. при изучении аномальной дисперсии (см. *Дисперсия света*). Интерферометр Маха — Цендера применяется для исследования воздушных потоков (напр., при обтекании моделей самолётов), ударных волн при взрывах и пр.

Лит. см. при ст. *Интерферометр*. С. Г. Раушкин.

ИНТЕРФЕРОМЕТР РЭЛЕЯ (интерференционный рефрактометр) — интерферометр для измерения показателя преломления, основанный на явлении дифракции света на двух параллельных щелях. Схема И. Р. представлена на рис. в вертикальной и горизонтальной проекциях. Ярко освещённая щель малой ширины S служит источником света, расположенным в фокальной плоскости объектива O_1 . Параллельный пучок лучей, выходящий из O_1 , проходит диафрагму D с двумя параллельными щелями и трубки R_1 и R_2 , в к-рые вводятся исследуемые газы или жидкости. Трубки имеют одинаковые длины и занимают только верх. половину пространства между O_1 и объективом зрительной трубки O_2 . В результате интерференции света, дифрагирующего на щелях диафрагмы D , в фокальной плоскости объектива O_2 вместо изображения щели S образуются две системы интерференц. полос, схематически показанные на рис. Верх. система полос образуется лучами, проходящими через трубки R_1 и R_2 , а нижняя — лучами, идущими

мимо них. Интерференц. полосы наблюдаются с помощью короткофокусного цилиндрич. окуляра O_3 . В зависимости от разности показателей преломления n_1 и n_2 вещества, помещённых в R_1 и R_2 , верх. система полос будет смещена в ту или иную сторону. Измеряя величину этого смещения, можно вычислить $n_1 - n_2$. Ниж. система полос неподвижна, и от неё отсчитывают

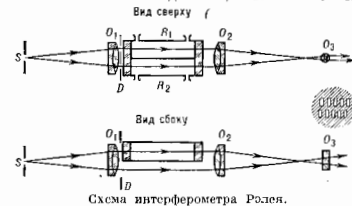


Схема интерферометра Рэлея.

перемещения верх. системы. При освещении щели S белым светом центр. полосы обеих интерференц. картин являются ахроматическими, а полосы, расположенные справа и слева от них, окрашены. Это облегчает обнаружение центр. полос.

Измерение перемещения верх. системы полос осуществляется применением компенсатора (см. *Интерферометр Жамена*), к-рый вводит между лучами, проходящими через R_1 и R_2 , дополнит. разность фаз до совмещения верх. и ниж. систем полос. С помощью И. Р. достигается весьма высокая точность измерения до 7-го и даже 8-го десятичного знака. И. Р. применяется для обнаружения малых примесей в воздухе, в воде, для анализа рудничного и печного газов и др. целей.

Лит. см. при ст. *Интерферометр*.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ — ПЕРО — многолучевой интерференц. спектральный прибор с двурезной дисперсией, обладающий высокой разрешающей способностью. Используется как прибор с пространств. разложением излучения в спектр и фототр. регистрацией и как сканирующий прибор с фотоэлектрич. регистрацией. И. Ф.— П. представляет собой плоскостепенный слой из оптически однородного прозрачного материала, ограниченный отражающими плоскостями. Наиб. широко применяемый воздушный И. Ф.— П. состоит из двух стеклянных или кварцевых пластинок, расположенных на нек-ром расстоянии d друг от друга

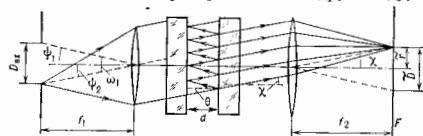
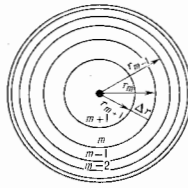


Рис. 1. Схема интерферометра Фабри—Перо.

(рис. 1). На обращённые друг к другу плоскости (изготовленные с точностью до 0,01 длины волны) нанесены высокоотражающие покрытия. И. Ф.— П. располагается между коллиматорами; в фокальной плоскости входного коллиматора устанавливается освещённая диафрагма, служащая источником света для И. Ф.— П. Плоская волна, падающая на И. Ф.— П., в результате многократных отражений от зеркал и частичного выхода после каждого отражения разбивается на большое число плоских когерентных волн, отличающихся по амплитуде и по фазе. Амплитуда когерентных волн подчиняется по закону геом. прогрессии, а разность хода между каждой соседней парой когерентных волн, идущих в данном направлении, постоянна и равна $\Delta = 2dn \cos \theta$, где n — показатель преломления среды между зеркалами (для воздуха $n=1$), θ — угол между лучом и пор-

маллю к зеркалам. Пройдя через объектив выходного коллиматора, когерентные волны интерферируют в его фокальной плоскости F и образуют пространств. интерференц. картину в виде колец равного наклона (рис. 2). Распределение интенсивности (освещенности) в интерференц. картине описывается выражением $I = \tau_n B_0 T / f_2^2$, где B — яркость источника, τ_n — коэф. пропускания объективов коллиматоров, σ — площадь сечения осевого параллельного пучка, f_2 — фокусное расстояние объектива выходного коллиматора, T — ф-ция пропускания И. Ф. — П.



$$T = T_{\max} (1 + \eta^2 \sin^2 k \Delta)^{-1},$$

$$T_{\max} = \left(\frac{\tau}{1 + \eta} \right)^2, k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

Рис. 2. Структура интерференционных полос в фокальной плоскости выходного коллиматора.

$\eta = 2V \rho / (1 - \rho)$, ρ и a — соответственно коэф. пропускания, отражения и поглощения зеркала, причём $\tau + \rho + a = 1$. Ф-ция пропускания T , а следовательно, и распределение интенсивности имеет осциллирующий характер с резкими максимумами интенсивности (рис. 3), положение к-рых определяется из условия $\Delta m_{\max} = 2d \sin \theta_{\max} = \pm m \lambda$, где m (целое число) — порядок спектра, λ — длина волны. По середине между соседними максимумами ф-ция T имеет минимумы $T_{\min} = \tau / (1 + \rho)^2$.

Поскольку положение интерференц. максимумов зависит от угла θ и равного ему угла χ выхода лучей из второй стеклянной пластинки, то интерференц. картина имеет форму концентрич. колец (рис. 2), определяемых из условия $\Delta m_{\max} = \chi_{\max} = \text{const}$, локализованных в области геом. изображений входной диаграммы $D = D_0 \sigma_0 f_2 / f_1$ (рис. 1). Радиус этих колец равен $r_m = -f_2 V 2(1 - m \lambda / 2d)$, откуда следует, что при $m = \text{const}$ имеется однозначная зависимость между r_m и λ и, следовательно, И. Ф. — П. производит пространств. разложение излучения в спектр. Линейное расстояние между максимумами соседних колец и ширина этих колец (рис. 3) уменьшаются с увеличением радиуса, т. е. с увеличением r_m интерференц. кольца становятся уже и сгущаются. Ширина колец Δr зависит также от коэф.

является его преимуществом. Линейная дисперсия равна $d r / d \lambda = -f_2^2 (\Delta r \cos^2 \chi)$. Однако область дисперсии $\Delta \lambda = \lambda^2 / 2d \cos \chi$ обычно очень мала, в этом недостаток И. Ф. — П. Спектральная ширина аппаратурной функции И. Ф. — П. (интерференц. максимума) определяется выражением

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2 (1 - \rho)}{2\pi V \rho d \cos \chi},$$

а теоретич. разрешающая способность

$$R_0 = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{6 V \rho d \cos \chi}{\lambda (1 - \rho)}$$

растёт с увеличением коэф. отражения ρ и расстояния между зеркалами d . Предель увеличения ρ определяется уменьшением $T_{\max} = \tau / (\tau + a)^2$ и дефектами изготовления плоскостей И. Ф. — П. Увеличение R_0 , а счёт увеличения d ведёт к уменьшению $\Delta \lambda$. При фотогр. регистрации спектра фотопластинка устанавливается в фокальной плоскости F (рис. 1). При фотометрии, регистрации в фокальной плоскости F на оптич. оси И. Ф. — П. обычно устанавливается круговая диафрагма, диаметр к-рой равен линейной ширине центр. максимума $d_0 = 2r_0 = 2f_2 V 2/R_0$. При этом поток излучения, проходящий через диафрагму и падающий на приемник излучения, равен $F = 3,4 \tau_0 T_{\max} B_0 / R_0$, где R_0 — реальная разрешающая сила. Регистрация спектра производится плавным изменением d или n . Светосила реального И. Ф. — П. в несколько сотен раз больше светоислы дифракц. спектрометра при равной разрешающей способности, что является его преимуществом. Т. к. И. Ф. — П., обладая высокой разрешающей силой, имеет очень маленькую область дисперсии, то при работе с ним необходима предварительная монохроматизация, чтобы ширина исследуемого спектра была меньше $\Delta \lambda$. Для этой цели применяются часто приборы скрещенной дисперсии, сочетая И. Ф. — П. с призмением или дифракц. спектрографом так, чтобы направления дисперсий И. Ф. — П. и спектрографа были взаимно перпендикулярны. Иногда для увеличения области дисперсии используют систему из двух поставленных друг за другом И. Ф. — П. с разл. величинами расстояния d , так чтобы их отношение d_0 / d_2 равнялось целому числу. Тогда область дисперсии $\Delta \lambda$ определяется более «тонким» И. Ф. — П., а разрешающая сила — более «толстым». При установке двух одинаковых И. Ф. — П. увеличивается разрешающая сила и повышается контраст интерференционной картины.

И. Ф. — П. широко применяются в УФ-, видимой и ИК-областях спектра при исследовании тонкой и сверхтонкой структуры спектральных линий (см. *Атомные спектры*), для исследования модовой структуры излучения лазеров и т. п. И. Ф. — П. также используются как резонатор в лазерах.

Лит.: Тарасов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Завьялов А. Н., Островский Л. Г. В., Островский В. Ю. И., Техника и практика спектроскопии, М., 1972; Малецков В. И., Выделение экспериментальную спектроскопию, М., 1979; см. также лит. при ст. *Интерферометр*.

В. П. Малюков

ИНФОРМАТИКА — наука об общих свойствах информации, закономерностях и методах её поиска и получения, заниса, хранения, передачи, переработки, распространения и использования в разл. сферах человеческой деятельности. Формирование И. как науки связано с появлением и развитием электроинформационной техники. Опыт моделирования, построения алгоритмов и составления программ для решения конкретных научных и техн. задач на ЭВМ, согласования мощности и структуры вычислит. средств со сложностью и характером этих задач стали важнейшей частью И. Эта предметная область остаётся для И. основной и допускает более узкое и конкретное толкование термина «И.» как науки о процессах и методах обработки информации.

И. объединяет все вопросы применения вычислит. техники, стимулирует её совершенствование и определяет пути её развития.

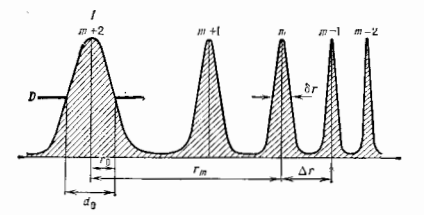


Рис. 3. Схема сечения интерференционной картины и её параметров; d_0 — диаметр выходной диафрагмы D .

отражения ρ и уменьшается с увеличением ρ . Разность квадратов радиусов соседних колец $r_m^2 - r_{m+1}^2 = f_2^2 \lambda / d$ линейно связана с длиной волны, и потому это соотношение используется при определении разностей длин волн. Смещение максимумов пропускания И. Ф. — П. с изменением длины волны определяется углами θ и χ в с п е р с и е $d \chi / d \lambda = -(\lambda \lg \chi)^{-1}$, к-рая при малых углах ($\chi \approx 10^{-2}$ рад) значительно превышает угол. Дисперсию призмения и дифракц. спектрометров, что яв-

II. включает теорию кодирования информации, разработку языков и методов программирования, матем. описание процессов обработки и передачи информации (см. Теория информации). Наряду с автоматизацией обычных вычисл. процессов II. развивает новые подходы к использованию ЭВМ в разл. областях, в частности экспертные системы, системы искусственного интеллекта. В физике широко применяются совр. методы и результаты И. как при матем. моделировании сложных объектов, так и в системах автоматизации эксперимента.

Лит.: Кибернетика. Становление информации, под ред. И. М. Макарова, М., 1986.

ИНФОРМАЦИОННАЯ ТЕОРИЯ — см. Теория информации.

ИНФОРМАЦИЯ (от лат. informatio — разъяснение, осведомление) — любые сведения и данные, отражающие свойства объектов во внутренних (биол., физ. и др.), социальных и техн. системах и передаваемые звуковым, графическим (в т. ч. письменным) или иным способом без применения или с применением техн. средств. С сэр. 20 в. понятие «И.» стало общенаучной категорией, что было связано с введением количественной меры И., разработкой теории информации, всеобщим распространением ЭВМ, становлением информатики. В более узком смысле И. — содержание сообщения, рассматриваемое в процессе его передачи, восприятия и использования. Возможность быстрой передачи и автоматизированной обработки огромных информационных массивов, возникшая благодаря появлению ЭВМ и развитой средств связи, привела к становлению принципиально новых технологий во мн. областях человеческой деятельности. Появился ряд новых научных дисциплин, изучающих и обслуживающих процессы обработки И.

Ценность (ценность) к.-л. информации зависит от мн. обстоятельств и, по существу, не поддается формализации. В то же время во мн. случаях, в к-рых применим статистич. подход к процессам получения и передачи информации, полезным оказывался введенное К. Шенноном (С. Shannon) представление о кол-ве информации, содержащемся в том или ином сообщении. Представление о кол-ве информации тесно примыкает к понятию энтропии. Связь между этими понятиями становится особенно содержательной, если учесть, что получение любой информации (напр., в процессе измерения к.-л. физ. величины) неизбежно связано с определ. затрат энергии и времени.

Лит.: Шеннон К., Работы по теории информации и кибернетике, пер. с англ., М., 1963; Колмогоров А. Н., Информация, БСЭ, изд. 2, т. 51, М., 1948; его же, Три подхода к определению понятия «количество информации», Проблемы передачи информации, 1965, т. 1, вып. 1; Вригль Э. Л., Наука и теория информации, М., 1960; его же, Наука вне неопределенности и информация, пер. с англ., М., 1986; Яглом А. М., Яглом И. М., Вероятность и информация, 3 изд., М., 1973.

ИНФРАЗВУК — уругие колебания и волны с частотами, лежащими ниже области слышимых человеком частот. Обычно за верх. границу инфразвукового диапазона принимают 15–40 Гц; такое определение условно, поскольку при достаточной интенсивности звуковые восприятия возникают и на частотах в единицы Гц, хотя при этом исчезает тональный характер ощущения и делаются различимыми отд. циклы колебаний. Ниж. частотная граница И. неопределена; в настоящее время область его изучения простирается вниз примерно до 0,001 Гц. Т. о., диапазон инфразвуковых частот охватывает ок. 15 октав.

Инфразвуковые волны распространяются в воздушной и водной среде, а также в земной коре (в этом случае их наз. сейсмическими и их изучает сейсмология). К И. относятся также низкочастотные колебания крупногабаритных конструкций, и в частности транспортных средств, зданий.

Оск. особенность И., обусловленная его низкой частотой, — малое поглощение. При распространении в

глубоком море и в атмосфере на уровне земли инфразвуковые волны частоты 10–20 Гц затухают на расстоянии 1000 км не более чем на неск. дб. Из-за большой длины волны на инфразвуковых частотах мало и рассеяние звука в естеств. средах; заметное рассеяние создается лишь очень крупные объекты — холмы, горы, высокие здания и др. Вследствие малого поглощения и рассеяния И. может распространяться на очень большие расстояния. Известно, что звуки извержений вулканов, атомных взрывов могут многократно обходить вокруг земного шара, сейсмические волны могут пересекать всю толщу Земли. По этим же причинам И. почти невозможно локализовать, и все звукопоглощающие материалы теряют эффективность на инфразвуковых частотах.

При теоретич. рассмотрении распространения И. в океане и атмосфере, модели к-рых представляют чаще всего в виде плоскостных сред, лучевая теория (см. Геометрическая акустика), широко используемая для звукового и УЗ-диапазонов частот, делается менее точной, а на частотах ~1 Гц практически неприменимой. На этих частотах необходимо водное рассмотрение инфразвуковых полей и изучение *нормальных волн* в океанич. и атм. волноводах.

Естеств. источниками И. являются метеорологич., сейсмич. и вулканич. явления. И. генерируется атм. и океанич. турбулентными флуктуациями давления, ветром, морскими волнами (в т. ч. приливными), волнопадами, землетрясениями, обвалами, извержением вулканов. В океане вклад в шумовое инфразвуковое поле вносят изгибные колебания и температурное растрескивание ледового покрова, в атмосфере — грозозные разряды, полярные сияния.

Источниками И., связанными с человеческой деятельностью, являются взрывы, орудийные выстрелы, ударные волны от сверхзвуковых самолетов, удары ковров, акустич. излучение реактивных двигателей и др. И. содержится в шуме двигателей и техн. оборудования (дизелей, компрессоров и др.), в шуме винтов кораблей, обтекаемых ветром крупных сооружений. Всякий очень громкий звук несёт с собой, как правило, и инфразвуковую энергию. Характерно, что излучением И. сопровождается процесс ресоборазования. Вибрации зданий, создаваемые производств. и бытовыми возбудителями, как правило, содержат инфразвуковые компоненты. Сущест. вклад в инфразвуковое загрязнение среды дают транспортные шумы как аэродинамич., так и вибрац. происхождения.

Установлено, что И. с высоким уровнем интенсивности (120 дб и более) оказывает вредное влияние на человеческий организм. Ещё более вредными являются инфразвуковые вибрации, поскольку при их воздействии могут возникать опасные резонансные явления отд. органов. Мощный И. может вызывать разрушение и повреждение конструкций, оборудования. Вместе с тем И. вследствие большой дальности распространения находит полезное практическое применение при исследовании океанической среды, верхних слоев атмосферы, для определения места извержения или взрыва, при решении разнообразных задач связи и обнаружения. Инфразвуковые волны, издающиеся при подводных извержениях, позволяют предсказывать возникновение цунами.

При исследованиях И. в качестве его источника чаще всего используют взрывы, поскольку излучатели звука обычного типа на инфразвуковых частотах громоздки и малоэффективны, обладают большой реактивной мощностью. Для приёма И. применяют микрофоны, гидрофоны и геофоны, конструкции к-рых и усилил. электронная схема модифицированы применительно к относительно большим амплитудам колебаний принимаемых сигналов, низким частотам и большим выходным сопротивлениям приёмного элемента. Используются также спец. низкочастотные приёмники эл.-хим., термистерного и оптич. типа.

Лит.: Акустика океана, под ред. Л. М. Вреховских, М., 1974; Infrasonic and low frequency vibration, ed. by W. Tempest, L. [a. o.], 1976; P i m o n o v, L., Les infrasons, 1976.

ИНФРАКРАСНАЯ АСТРОНОМИЯ — область наблюдательной астрофизики, объединяющая методы и результаты исследований излучения астр. объектов в ИК-диапазоне (0,7 мкм — 1 мм). Иногда как часть И. а. выделяют с у б м и л л и м е т р о в у ю а с т р о н о м и ю (0,1—1 мм). Первым шагом в истории И. а. было открытие ИК-излучения Солнца [У. Гершель (W. Herschel), 1800].

Методы И. а. Земная атмосфера прозрачна только в отд. участках (полосах) ИК-области спектра (табл.). Поглощение обусловлено в основном водяным паром. Его концентрация быстро убывает с высотой и на высоте ~12 км иррба. в 10^3 раз меньше, чем на уровне моря. Поэтому большие возможности для И. а. открываются при установке аппаратуры на аэростатах и высотных самолётах. Наилучшие результаты даёт вынос ИК-телескопа в космос. При этом оказывается возможным полностью охладить всю его оптику и резко снизить инструментальный фон теплового излучения, к-рый также существенно ограничивает возможности наземных измерений. Первый космич. ИК-телескоп был установлен на спутнике «ИРАС» (Infra red Astronomical Satellite; Нидерланды, США и Великобритания, 1983). Он проработал ок. года, время жизни ограничивалось запасом жидкого гелия на борту.

Потоки ИК-излучения звезд в окнах прозрачности земной атмосферы

Фотометрическая полоса			Поток от звезд в видимой области	Предельная величина для телескопа диаметром 1,25 м (2)
Обозначение (1)	λ_0 , мкм	$\Delta\lambda$, мкм		
I	0,90	0,1	$8,3 \cdot 10^{-13}$	13^m
J	1,25	0,3	$3,4 \cdot 10^{-12}$	13^m
L	1,6	0,35	$1,37 \cdot 10^{-12}$	13^m
K	2,2	0,5	$4,14 \cdot 10^{-13}$	13^m
M	3,5	0,9	$6,38 \cdot 10^{-13}$	12^m
L	5,0	1,0	$1,82 \cdot 10^{-12}$	7^m
N	10,2	5	$9,7 \cdot 10^{-12}$	2^m
Q	20	10	$6,5 \cdot 10^{-12}$	-1^m

(1) I, J и т. д. — обозначения полос, широко применяемых в ИК-астрономии для фотометрических исследований звезд и галактик при помощи фильтров (см. Астрофотометрия); они соответствуют областям прозрачности земной атмосферы; λ_0 — эффективная длина волны, $\Delta\lambda$ — ширина полосы по уровню 0,5.

(2) Время накопления сигнала 1 мин, среднеквадратичная ошибка 0,05%. Оценка (помимо I) даны по результатам измерений с JHKLM-фотометром и NQ-фотометром Южной станции ГАИШ. В N и Q возможно улучшение на 2—3^m при дальнейшей оптимизации конструкции фотометра (уменьшение инструментального фона). Для сравнения укажем, что в визуальной области спектра (полоса V, $\lambda_0 = 0,55$ мкм) предельная звездная величина ~15^m при тех же условиях.

Для детального исследования в окнах прозрачности земной атмосферы отд. источников с известными координатами широко применяются наземные телескопы с ИК регистрирующей аппаратурой. На рис. 1 приведена упрощенная схема измерений, применяемая в И. а. для фотометрии источников с малым угл. размерами (звезд, галактик, астероидов и др.), а в табл. даны предельные звездные величины. Зеркало 3_2 (рис. 1) совершает периодич. колебания (частота ~20 Гц), в результате к-рых в плоскости приёмной площадки образуются два изображения звезды (А и Б), расставленные на расстоянии несколько большем, чем размеры приёмной площадки. При измерениях смещением всего телескопа на

малый угол (~10') приёмная площадка совмещается попеременно (с периодом t_0 , обычно неск. десятков секунд) с изображениями А и Б, в результате чего зависимость сигнала от времени на выходе СД имеет вид кривой, показанной на рис. 1 справа внизу. При такой схеме измерений излучение звезды выделяется на фоне



рис. 1. Упрощенная схема телескопа с инфракрасным фотометром для исследования источников, имеющих малые угловые размеры: 3_1 — главное зеркало; 3_2 — вторичное зеркало; 3_3 — плоское диагональное зеркало; 3_4 — плоское зеркало для визуального наблюдения цели вокруг наблюдаемого объекта и контроля ведения телескопа по соседним звездам; 3_5 — плоское убавляющее зеркало с окуляром O_1 для точного наведения; Кр — кристалл с оптическим выходом; Ф — кольцевой фильтр; Д — система ходовых диафрагм, выделяющая узкий угол (такой, что приёмник «видит» только вторичное зеркало); П — приёмник излучения; У — усилитель; СД — кремниевый детектор; И — интегратор; Р — регистрирующее устройство.

потока теплового излучения прибора с наименьшими потерями. В качестве приёмников в И. а. наиб. эффективно используются фотодиоды InSb в фотоподогревном режиме (охлаждение твёрдым азотом до 60 К) и полупроводниковые болометры на основе германия, легированного галлием (~2 К — жидкий гелий с откачкой).

Для излучения спектров с разрешающей силой $\lambda/\Delta\lambda \geq 100$ в И. а. с успехом применяется *Фурье спектроскопия*. Она оказалась совершенно незаменимой при измерении спектров теплового излучения планет и Земли с борта космич. аппаратов. Примеры спектров, полученных с помощью Фурье спектрометра, приведены на рис. 2. Дана идентификация полос поглощения, принадлежащих атм. газам, а также вещество частиц облаков (H_2SO_4 — в случае Венеры). Регистрировалось излучение разл. областей планеты (характерный размер — неск. десятков км). По этим спектрам определялись вертикальные температурный профиль, содержание малых составляющих, вертикальное распределение аэрозоля в атмосфере.

Результаты И. а. В 20-х гг. 20 в. были проведены первые измерения теплового излучения Луны и планет (в диапазоне 8—13 мкм), определены темп-ры поверхности Луны, Меркурия, Марса, внутр. границы облаков Венеры и Юпитера. Позднее ИК-спектры Венеры и Марса показали присутствие в их атмосферах CO_2 (к-рый оказался их осн. составляющей) и целого ряда др. газов — CO , H_2O , на Венере, кроме того, HCN и HF . При помощи наземного телескопа с Фурье спектрометром были получены спектры этих планет в диапазоне 1—2,5 мкм с разрешающей силой $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^3$. Информативность ИК-методов исследования планет резко увеличилась с началом полётов к ним космич. аппаратов. ИК-радиометры и спектрометрические приборы на космич. аппаратах «Марс-3», «Марс-5», «Маринер-9», «Викинг-1, 2» (США) дали информацию о широтных и суточных вариациях темп-ры, содержания H_2O в атмосфере, а также данные о рельефе поверхности Марса. Анализ ИК-излучения Венеры по измерениям с борта её искусств. спутников «Пионер-Венера» и «Венера-15» выявил существенные широтные вариации строения мезосферы и облачного слоя, в т. ч. существование двух гигантских воронок (полюжной верх. границы облачного слоя) в полярных широтах. Из-за большой интенсивности уходящего теплового излучения в этих приполярных областях совершенно необычным оказал-

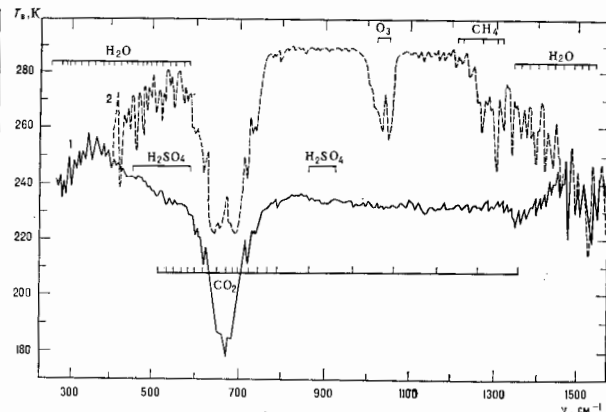


Рис. 2. Примеры спектров ИК-излучения Венеры (1) и Земли (2), полученных при помощи спектрометров Фурье, работающих на борту советских космических аппаратов «Венера-15» (1983) и «Метеор-28» (1977). По оси абсцисс волновые числа, по оси ординат — яркостная температура.

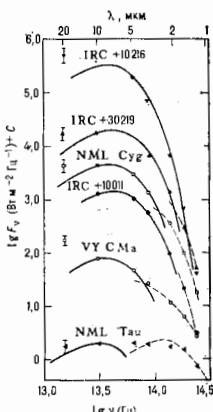


Рис. 3. Примеры распределения энергии в спектре звезд, излучающих сильное ИК-излучение. Примеры относятся к звездам-гигантам и сверхгигантам поздних спектральных классов с температурой фотосферы от 1800 до 2500 К, радиусы их оболочки $\sim 10^4$ см, а самих звезд 10^8 – 10^9 см.

ся тепловой баланс планеты. Фундам. результат дали измерения теплового излучения Юингера и Сатурна: их полный поток излучения больше, чем поток энергии, получаемой от Солнца, т. е. эти планеты имеют внутр. источник энергии. На космич. аппаратах «Вега-1, -2» (СССР) во время встречи с кометой Галлея впервые были измерены спектры излучения головы кометы в околоядерной зоне, найдены полосы, принадлежащие т. н. первичным молекулам, была определена темп-ра поверхности кометного ядра.

Мн. звезды, хорошо изученные в видимой области спектра, имеют т. н. избытки излучения в ИК-диапазоне. В нек-рых случаях почти всё излучение сосредоточено в области $\lambda > 1$ мкм (рис. 3). Его источником, как правило, является пылевое вещество в ближайших окрестностях этих звезд (пылевые оболочки). Эти оболочки иногда бывают настолько плотными, что полностью поглощают излучение самой звезды и переизлучают его в более длинноволновом диапазоне. При этом спектр хорошо представляется единой планковской кривой, соответствующей темп-ре пылино. Часте звезда всё же просветляется через оболочку, и в этом случае спектр представляется двумя приблизительно изопланковскими кривыми, одна из к-рых характеризует излучение оболочки, вторая — даёт распределение энергии в спектре звезды (деформированное при прохождении его через оболочку). Пылевыми оболочками обладают обычно старые звезды, теряющие вещество (напр., красные гиганты), или молодые, окруженные остатками газонепрямой среды, из к-рой они образовались. Наблюдения в ИК-диапазоне часто являются единств. способом обнаружения молодых звезд в областях активного звездообразования из-за большого кол-ва пыли, сильно поглощающей излучение в видимом диапазоне. Формирующаяся звезда (протозвезда) на самых ранних стадиях сама по себе имеет низкую темп-ру и является объектом, излучающим в ИК-диапазоне. Наблюдения ИК-спектров холодных звезд позволили получить принципиально новые данные об их составе (в частности, было обнаружено, что в их атмосферах имеется H_2O).

Со спутника «ИРАС» был впервые проведен обзор всего неба, в диапазоне 10–100 мкм зарегистрировано

ок. 250 тыс. источников. Был обнаружен новый класс ИК-объектов — силиконовые диски ок. звезд, имеющие характерные размеры порядка 100 а. е. и темп-ру неск. десятков кельвинов. Возможно, из таких дисков образуются планетные системы.

Нек-рые галактики и квазары также являются сильными источниками ИК-излучения. Природа его не всегда ясна. В нек-рых случаях оно может быть тепловым излучением газопылевых комплексов, а в других — синхротронным излучением. Синхротронным является также ИК-излучение Крабовидной туманности — одного из остатков сверхновых в нашей Галактике.

Лит.: Шоломовский Г. В., Прилуцкий О. Ф., Инфракрасная и субмиллиметровая астрономия, М., 1979; Инфракрасная и субмиллиметровая астрономия, под ред. Дж. Фаццо, пер. с англ., М., 1978; Инфракрасная астрономия, под ред. Ч. Уин-Уильямса, Д. Кружмента, пер. с англ., М., 1983; Gezari D. Y., Schmitz M., Mead J. M., Catalog of infrared observations, NASA Reference Publication 1118, Wash., 1984.

ИНФРАКРАСНАЯ МНОГОФОТОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ молекул — распад молекул под действием резонансного лазерного ИК-излучения. Обнаружена в 1973, наблюдалась более чем для 90 разл. молекул.

Энергия одного кванта ИК-излучения (напр., для излучения CO_2 -лазера $\sim 10^3$ см $^{-1}$, что соответствует ~ 3 ккал/моль) существенно меньше энергии хим. связи (~ 50 – 100 ккал/моль). Поэтому в процессе И. м. д. молекула поглощает последовательно десятки квантов ИК-излучения. Детальная теория И. м. д., как и др. многофотонных процессов не разработана (вследствие отсутствия точной информации о высоковозбужденных уровнях молекул), количеств. описание процесса проводится с помощью числ. моделирования. Энергетич. спектр молекулы условно разбивают на 3 области: дискретный спектр, где происходят когерентные многофотонные резонансные переходы; квазинепрерывн., где нелинейное взаимодействие различных типов колебаний молекулы приводит к быстрому внутримолекулярному нераспределенному колеб. энергии; диссоциационный континуум, где происходит распад молекулы в соответствии со статистич. теорией.

Вероятность диссоциации β зависит от числа атомов в молекуле. Для диссоциации двухатомных мо-

лекул ИК-излучением его интенсивности I по теоретич. оценкам должна быть очень высокой — не ниже $1 \sim 10^{10} - 10^{11}$ Вт/см², поэтому она пока не наблюдалась. Для трёхатомной молекулы наблюдаются возбуждение и диссоциация с малой β . Так, напр., для молекулы SO₂ при интенсивности излучения $I \sim 10^{11}$ Вт/см² β составляет $\sim 10^{-3}$. И. м. д. молекул с числом атомов $N=4+6$ зависит как от интенсивности I , так и от плотности энергии F лазерного импульса. Полная диссоциация ($\beta=1$) происходит при $F \sim 10+50$ Дж/см² и $I \sim 10^9 - 10^8$ Вт/см².

Для молекул с $N \geq 6$ И. м. д. имеет близкий к пороговому характер по плотности энергии лазерного излучения, типичные значения порога составляют $F \sim 10^{-1} - 10$ Дж/см². В случае импульсного излучения с длительностью импульсов $10^{-9} - 10^{-6}$ с в диапазоне $I \sim 10^7 - 10^8$ Вт/см² интенсивность слабо влияет на порог И. м. д. Наблюдалась И. м. д. молекулярных ионов с $N \geq 6$ непрерывным излучением ИК-лазера с интенсивностью излучения $I \sim 10+50$ Вт/см² с таким же по порядку величины порогом по плотности энергии излучения.

Важным свойством И. м. д. является её изотопич. селективность, т. е. высокая чувствительность β к частоте ИК-излучения, позволяющая выделять молекулы, содержащие разл. изотопы одного хим. элемента (отношение β для молекул разл. изотопного состава составляет $10^4 - 10^6$). Эффект изотопич. селективности И. м. д. лёг в основу лазерного разделения изотопов и селективной очистки газов от молекулярных примесей. С помощью И. м. д. можно также получать высокие плотности свободных радикалов в газовой фазе, инициировать газофазные реакции, управлять положением точки равновесия этих реакций, т. е. И. м. д. является одним из перспективных методов лазерной химии.

Лит.: Летохов В. С., Неизменяемые селективные фотопроемы в атомах и молекулах, М., 1983; Молин Ю. И., Пявляков В. И., Петров А. К., Инфракрасная фотохимия. Новосибир., 1985; Multiple-photon excitation and dissociation of polyatomic molecules, ed. by C. D. Satterly, V., 1986. Г. А. Поляков.

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ (ИК-спектроскопия) — раздел оптич. спектроскопии, включающий исследование, получение и применение спектров испускания, поглощения и отражения в ИК-области спектра (см. Инфракрасное излучение). ИК-спектры получают и исследуют в принципе теми же методами, что и соответствующие спектры в видимой и УФ-областях, но с помощью спец. спектральных приборов, предназначенных для использования в ИК-области, снабжённых обычно зеркальной фокусирующей оптикой (см. Спектральные приборы) и приёмниками, чувствительными к ИК-излучению (см. Приёмники оптического излучения). И. с. занимается тем. обр. излучением молекулярных спектров, т. к. в ИК-области расположено большинство колебат. и вращат. спектров молекул. Кроме того, в И. с. исследуются спектры излучения атомов и ионов, возникающего при переходах между близкими уровнями энергии (напр., земановскими подуровнями; см. Земанов эффект), спектры отражения и поглощения кристаллов и др. твёрдых тел, спектры испускания ряда молекул, полупроводниковых и молекулярных лазеров и т. д.

ИК-спектры молекул возникают при переходах между колебат. и вращат. уровнями энергии. Получение и исследование молекулярных спектров испускания в ИК-области в общем случае связано с некими трудностями, т. к. при возбуждении молекул, напр. с помощью электрич. разряда или при нагревании, возможна диссоциация молекул или изменение их структуры. Лишь для достаточно химических и термически стойких молекул (обычно состоящих из небольшого числа атомов) и стабильных хим. радикалов (напр., CO, CO₂, H₂O, HCl, HF, CN, NO и т. д.) возможно возбуждение спектров излучения (такие молекулы и радикалы используют в качестве активных сред в молекулярных ИК-лазерах).

ИК-спектры селективного отражения применяются гл. обр. при исследовании спектров монокристаллов, неорганич. твёрдых веществ, минералов и т. п.

Наиб. широко в И. с. применяются абсорбц. методы исследования молекулярных спектров, т. к. для получения ИК-спектра поглощения требуется лишь небольшое кол-во вещества, вещество можно исследовать в разл. агрегатных состояниях, при различных темп-рах и давлениях, растворы, твёрдые тела в разл. состояниях. Абсорбц. И. с. позволяет получать спектры поглощения окрашенных и непрозрачных в видимой области веществ, ярко люминесцирующих веществ и др. С помощью перестраиваемых по частоте ИК-лазеров регистрируют спектры поглощения со значительно более высоким, чем в традиц. классич. методах, разрешением.

ИК-спектры поглощения образуются в результате селективного поглощения излучения при распространении в веществе ИК-излучения, когда его частота совпадает с нек-рыми собст. частотами колебаний атомов в молекулах (в случае твёрдого тела — с частотами колебаний кристаллич. решётки), а также с частотами вращения молекулы как целого. В результате селективного поглощения в непрерывном спектре ИК-излучения, прошедшего через вещество, образуются «провалы» — полосы поглощения. В общем случае молекула, состоящая из N атомов, имеет $3N - 6$ колебат. частот нормальных колебаний (при наличии симметрии нек-рые колебания вырождаются) и 3 частоты вращения. В ИК-спектрах поглощения наблюдаются только те молекулярные частоты, при к-рых в процессе колебаний происходит изменение дипольного момента, т. е. отлична от нуля производная дипольного момента p по соответствующей нормальной координате q : $dp/dq \neq 0$ (см. Отбора правила). Чисто вращательные полосы ИК-поглощения наблюдаются лишь для полярных молекул. Каждое вещество имеет определённый набор собст. колебат. и вращат. частот, поэтому ИК-спектр поглощения является индивидуальной характеристикой i -ва.

Измерение спектра ИК-поглощения сводится к измерению интенсивности ИК-излучения, прошедшего через вещество, в зависимости от частоты излучения в виде динч. волны λ . В классич. абсорбц. И. с. излучение от источника с непрерывным ИК-спектром (рис. 1) про-

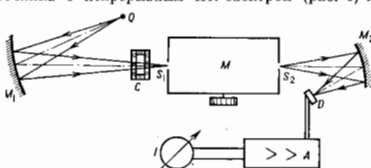


Рис. 1. Принципиальная схема однолучевого ИК-спектрометра: Q — источник непрерывного ИК спектра; M₁ — зеркало осветителя; M₂ — зеркало конденсора; C — кювета с исследуемым веществом; M — монохроматор; S₁ и S₂ — входная и выходная щели монохроматора; D — приёмник излучения; A — усилитель; I — измерительный или регистрирующий прибор.

пускают через кювету с исследуемым веществом; прошедшее через вещество излучение направляют на входную щель монохроматора, а из выходной его щели — на приёмник излучения. Затем сигнал усиливается и измеряется или регистрируется графоаналителем в процессе сканирования. В лазерной И. с. измеряется зависимость интенсивности прошедшего через вещество излучения узкополосного ИК-лазера (чаще полупроводникового с перестраиваемой частотой) от частоты излучения лазера в процессе её перестройки.

Связь между интенсивностью $I(\nu)$ прошедшего через кювету с веществом излучения с длиной волны λ (или волновым числом ν (см⁻¹) = $1/\lambda$) и величинами, характеризующими поглощающее вещество, дается обобщённым

Бугера — Ламберта — Бера законом: $I(v) = I_0(v) \exp \times [-k(v)cd]$, где $k(v)$ — показатель поглощения, характеризующий поглощающее вещество, c — концентрация поглощающего вещества в растворе ($c=1$ для чистого вещества), d — толщина поглощающего слоя вещества (кюветы), $I_0(v) = \beta(v)I_0(v)$, $I_0(v)$ — интенсивность излучения, падающего на кювету (перпендикулярно к её окнам), $\beta(v)$ — коэф. пропускания самой кюветы, учитывающий потери на отражение от окон кюветы. Обычно ИК-спектр поглощения представляют графически в виде зависимости от ν (или λ) величин, характеризующих только поглощающее вещество: коэф. пропускания

$$T(v) = \frac{I(v)}{I_0(v)},$$

коэф. поглощения

$$A(v) = \frac{I_0'(v) - I(v)}{I_0'(v)} = 1 - T(v),$$

оптич. плотности

$$D(v) = \ln \frac{I_0'(v)}{I(v)} = \ln \frac{1}{T(v)} = k(v)cd,$$

и показателя поглощения

$$k(v) = \frac{D(v)}{cd}.$$

Величина $D(v)$ линейно связана с $k(v)$ и c , потому её обычно используют при количеств. анализе по спектрам поглощения. На практике закон Бугера — Ламберта — Бера также выражают в виде: $I(v) = I_0(v)10^{-\varepsilon(v)cd}$, где $\varepsilon(v) = 0,434 k(v)$ — показатель ослабления. В этом случае

$$D(v) = \lg \frac{I_0'(v)}{I(v)} = \varepsilon(v)cd.$$

Закон Бугера — Ламберта — Бера справедлив при невысокой интенсивности потока падающего излучения, т. е. в том случае, когда населённость осн. уровня энергии является незначительной и $T(v)$ не зависит от величины $I_0(v)$. Кроме того, пучок монохроматич. излучения, прошедшего через кювету, должен быть параллельным, а молекулы поглощать излучение независимо друг от друга [т. е. $k(v)$ не должно зависеть от c]. Последнее допущение позволяет обобщить этот закон на случай смеси из неск. поглощающих веществ: $I(v) = I_0'(v)10^{-D(v)}$, где $D(v) = \sum_j D_j(v) = \sum_j \varepsilon_j(v)c_jd$ — сумма оптич. плотностей отд. компонентов смеси. Это соотношение лежит в основе количеств. абсорбц. молекулярного спектрального анализа (однако в нек-рых реальных смесях оно не выполняется).

Определение $T(v)$ и соответственно $A(v)$ и $D(v)$ сводится к независимому последовательному измерению

величин $I(v)$ и $I_0(v)$ в последующем определению $I(v)/I_0(v) = \beta T(v)$. Для получения величин β разработан ряд методов. Двухлучевые спектрофотометры непосредственно регистрируют отношение $I(v)/I_0(v)$.

Осп. параметры ИК-спектра поглощения — число полос поглощения, их положение (определяемое в или λ в максимуме поглощения), ширина и форма полос, величина поглощения в максимуме. Они определяются хим. составом и структурой молекул поглощающего вещества, а также зависят от агрегатного состояния вещества, темп-ры, давления, природы растворителя (в случае растворов) и др. ИК-спектры газообразных веществ при низких давлениях, полученные с помощью спектрометров высокой разрешающей силы, имеют характерную колебательно-вращат. структуру (рис. 2) с большим числом узких вращат. линий (см. *Молекулярные спектры*). Ширина отд. компонентов вращат.

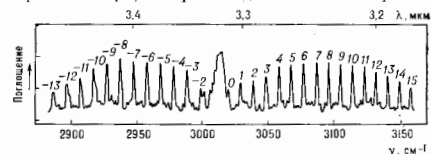
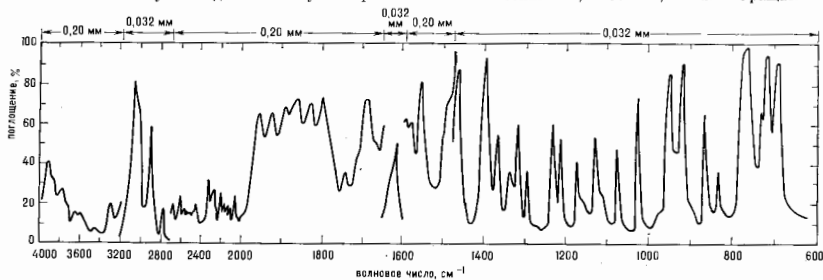


Рис. 2. Спектр поглощения газообразного метана (CH_4) вращательно-колебательных полос в области $\lambda = 2,3$ мкм.

структуры составляет десятки и даже сотни долей см^{-1} и увеличивается с давлением газа. Колебательно-вращат. полосы в спектрах жидкостей расширяются и сливаются в широкие, практически бесструктурные полосы, ширина к-рых составляет $5-20 \text{ см}^{-1}$ (рис. 3). Ширина полос в ИК-спектрах кристаллов несколько меньше, чем у жидкостей, что связано с упорядоченным расположением частиц в кристаллич. решётке.

ИК-спектры поглощения сложных молекул состоят из большого числа полос (часто перекрывающихся) разл. интенсивности, и потому анализ такого спектра и отнесение тех или иных полос поглощения к соответствующим валентным и деформат. колебаниям молекулы связано с большими трудностями. Однако колебат. полосы поглощения определят. хим. связей и групп атомов, как показал опыт, имеют близкие частоты независимо от того, в состав каких молекул они входят. Пределы характеристич. частот нек-рых хим. связей и групп атомов приведены в табл. Анализ ИК-спектров поглощения с помощью ЭВМ позволяет разложить сложные перекрывающиеся полосы поглощения на отдельные составляющие, к-рые затем уже легче отнести к определ. видам нормальных колебаний молекул.

Колебательно-вращат. спектры (расположенные в основном в области $2,5-50$ мкм) и чисто вращательные



180 Рис. 3. Спектр поглощения жидкого иода в области $2,5-16$ мкм. Сверху указаны толщины кювет, при которых получен данный участок спектра.

Тип колебания*	Атомная группа (или связь)	λ , мкм	Тип колебания*	Атомная группа (или связь)	λ , мкм
в	OH	2,46-2,98	д	OH	6,27-7,85
в	NH	2,94-3,00	д	CH ₂	6,72-7,66
в	≡CH	2,93-3,04	д	CH ₃	6,43-7,86
в	NH ₂	2,88-3,24	д	C=C	6,34-7,50
в	NH	3,07			
в	NH ₂	3,10-3,28	д	(карбонил)	7,00-7,40
в	CH	3,16-3,25	в _с	NO ₂ [N=O]	7,25-7,65
			в _с	SO ₂ [S=O]	7,35
п	(полюмо)		д	SH	7,76
п	OH ₂	3,19-3,22	д	CF	8,3
п	>CH	3,16-3,51	д	C-(OH)	7,80-9,71
п	>C=O	3,30	д	CO	8,90
п	>C=C	3,06-3,60	д	NO	8,91
п	>C=C	3,22-3,51	д	CD ₂	8,66-9,51
п	CH ₂	3,15-3,69	д	CC=C	8,31-11,0
п	OD	3,59-3,78	в	CD ₂	9,04-10,29
п	SH	3,72-3,86	в	CCO	9,12-11,33
п	ND	4,07	в	CN	7,19-11,89
п	CD	4,36	в	C=C=C	9,34-11,86
	(карбонил)		д	GNC	10,75-11,19
в	>CD	4,43	д	SD	10,72
в	>C=O	4,26-4,86	д	C=S	6,57-15,22
в	>C=N	4,30-4,92	д	OD	8,49-17,0
в	N=N	4,31-5,52	д	CD	10,59-21,0
в	N=C	4,07	д	NO	12,32
в	C=O	4,37-4,88	д	NH ₂	13,35
в	C=C	4,31-5,68	д	CN	14,04
в	C=N	4,48	д	NO ₂	15,4-16,3
в	SD	5,00-5,29	д	SO ₂	16,64
в	C=C=C	5,05-6,37	д	CCO	16,68
п	C=O	5,47-6,25	д	CCO	23,0
п	C=N	5,94	д	CC=C	23,9
п	C=C	5,48-6,60	д	CC=C	24,0
п	N=N	6,17-6,43	д	CC=C	24,15
п	NH ₂	6,39	д	S=C=S	25,2
п	NH ₂	5,95-6,39	д	CC=C	29,8
п	CN ₂	6,77			

* в - валентное, в_с - валентное асимметричное, в_д - валентное симметричное колебания; д - различные формы деформационных колебаний.

(в области 50-1000 мкм) и особенно спектры поглощения разреженных газов, получаемые с помощью приборов высокой разрешающей силы, в т.ч. с помощью нерезонансных лазеров, применяются для определения структуры молекул, их моментов инерции и величин дипольных моментов, энергии межмолекулярных взаимодействий, механических коэф. ангармоничности, вращательных постоянных и пр. Характеристичность частот колебаний позволяет проводить анализ сложных органич. соединений и особенно неизвестных соединений. И. с. применяется для анализа изомеров (рис. 4, см. *Изомерия молекул*), для исследования строения полупроводниковых материалов, полимеров, биол. объектов и непосредственно живых клеток. И. с. играет большую роль в создании и изучении молекулярных ИК-лазеров. Быстро развивающиеся ИК-спектрометры позволяют получать спектры поглощения за доли секунды и использовать при изучении быстротекущих хим. реакций. С помощью спец. спектральных приборов можно получать спектры поглощения очень малых объектов, что представляет интерес для биологии и минералогии. В случае сильно поглощающих веществ, из к-рых не удаётся создать тонкий слой, для получения спектров ИК-поглощения применяются методы *нарушенного полного внутреннего отражения* (НПВО).

Для получения ИК-спектров поглощения используется большое число разл. спектрометров. Спектрометры с переменными монохроматографами позволяют получать спектры с разрешением $\delta\nu \approx 1-3 \text{ см}^{-1}$ и применяются лишь для исследования спектров конденсированных сред. Серийные спектрометры с дифракц. монохроматографом дают возможность получать спектры с разре-

нием до $\delta\nu \approx 0,2 \text{ см}^{-1}$, уникальные дифракц. спектрометры - $\delta\nu \approx 0,02-0,05 \text{ см}^{-1}$ и применяются для исследования спектров разреженных молекулярных газов. Разрешение *Фурье спектрометров* может достигать $\delta\nu \approx 0,005 \text{ см}^{-1}$. При использовании нерезонансных лазеров частоте лазеров спектральное разрешение ИК-спект-

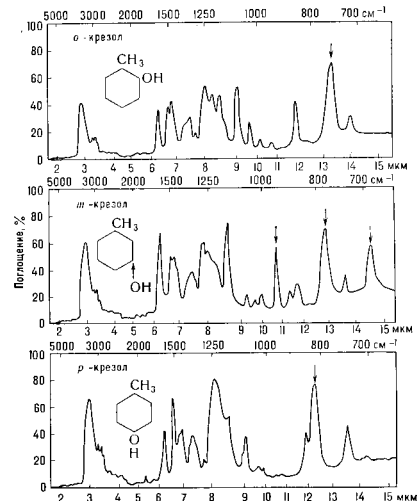


Рис. 4. Спектры поглощения о-, m- и p-изомеров жидкого крезола; стрелками отмечены характеристические полосы поглощения отдельных изомеров.

ров поглощения определяется шириной линией генерации лазера; при использовании полупроводниковых лазеров оно достигает $\delta\nu \approx 10^{-3}-10^{-4} \text{ см}^{-1}$, а газовых лазеров - несколько выше, хотя при этом область перестройки частоты обычно шевельца. Нек-рые ИК-спектрометры имеют встроенную мини-ЭВМ, к-рая используется при регистрации и автоматич. обработке ИК-спектров: определения частот полос поглощения, их интенсивностей и др. С 70-х гг. в И. с. получил распространение метод *фотоакустической спектроскопии* для получения ИК-спектров поглощения газов, твёрдых тел и особенно дисперсных сред.

Наб. работы разработаны методы И. с. в ближней и средней ИК-области спектра, даённая ИК-область освоена несколько хуже, но исследование ИК-спектров в этой области представляет большой интерес, т. к. в ней расположены частоты чисто вращательных переходов, а также частоты колебаний мн. кристаллич. решётк. молекул, содержащих тяжёлые атомы, межмолекулярные колебания и т. д. Развиваются методы И. с. в далёкой ИК-области спектра, используемые в качестве источников излучения лазеры и лампы обратной волны (см. *Субмиллиметровая спектроскопия*).

Лит.: Бедлами Л. Инфракрасные спектры молекул, пер. с англ., М., 1957; Применение спектроскопии в химии, пер. с англ., М., 1970; Кривошеин А. В. Введение в практическую инфракрасную спектроскопию, пер. с англ., М., 1961; Прикладная инфракрасная спектроскопия [Сб. ст.], под ред. Л. Бедламы, пер. с англ., М., 1970; Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения. Сб. ст., пер. с франц., англ., М., 1972; Мясоедов В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979; В. И. Мясоедов.

ИНФРАКРАСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (ИК-излучение, ИК-лучи) — эл.-магн. излучение, занимающее спектраль-

ную область между красным концом видимого света (с длиной волны λ ок. 0,76 мкм) и коротковолновым радиоизлучением ($\lambda \approx 1-2$ мм). Верх. граница И. и. определяется чувствительностью человеческого глаза к видимому излучению, а нижняя — условия, т. к. ИК-диапазон перекрывается радиодиапазоном длин волн. ИК-область спектра обычно делит на ближнюю (0,76—2,5 мкм), среднюю (2,5—50 мкм) и далёкую (50—2000 мкм). И. и. подчиняется всем законам оптики и относится к оптич. излучению.

И. и. не видимо глазом, но создаёт ощущение тепла и поэтому часто назв. тепловым. Спектр И. и. может состоять из отд. линий, подос или быть непрерывным в зависимости от испускающего его источника. Линейчатые



Рис. 1. Инфракрасный спектр излучения вольфрама. 1—12 — спектральные линии, длины волн которых в мкм равны: 1 — 1,014; 2 — 1,129; 3 — 1,357; 4 — 1,387; 5 — 1,395; 6 — 1,530; 7 — 1,692; 8 — 1,707 и 1,711; 9 — 1,814; 10 — 1,970; 11 — 2,249; 12 — 2,326.

ИК-спектры испускают возбуждённые атомы или ионы при переходах между близко расположенными электронными уровнями энергии (рис. 1; см. *Атомные спектры*). Полосатые ИК-спектры наблюдаются в спектрах излучения возбуждённых молекул, возникающих при переходах между колебат. и вращат. уровнями энергии, — колебат. и вращат. спектры (см. *Молекулярные спектры*). Колебат. и колебательно-вращат. спектры расположены гл. обр. в средней, а часто вращательные — в далёкой ИК-области. Непрерывный ИК-спектр излучают нагретые твёрдые и жидкие тела.

Абс. и относит. доля И. и. нагретого твёрдого тела зависит от его темп-ры. При темп-рах ниже 500 К излучение почти целиком расположено в ИК-области (тело кажется тёмным). Однако полная энергия излучения при таких темп-рах мала. При повышении темп-ры доля излучения в видимой области увеличивается, тело становится тёмно-красным, затем красным, жёлтым и, наконец, при темп-рах выше 5000 К белым; при этом вместе с полной энергией излучения растёт и энергия И. и. Строгая зависимость энергии излучения нагретых тел от темп-ры существует только для *абсолютно чёрного тела*. Тепловое излучение всех диапазонов длин

сти близко к распределению энергии чёрного излучения с максимумом при $\lambda \approx 9,5$ мкм.

Источники И. и. Наиболее распространённые источники И. и. — лампы накаливания с вольфрамовой нитью мощностью до 1 кВт, 70—80% излучаемой энергии к-рых приходится на ИК-диапазон (они используются, напр., для сушки и нагрева), а также угольная электрич. дуга, газоразрядные лампы, электрич. спирали из нихромовой проволоки. Для ИК-фотографии и в нек-рых ИК-приборах (напр., приборах ночного видения) для выделения И. и. применяют ИК-светодиоды. В науч. исследованиях (напр., в *инфракрасной спектроскопии*) применяют разл. спец. источники И. и. в зависимости от области спектра. Так, в ближней ИК-области ($\lambda = 0,76-2,5$ мкм) источником И. и. служит люминесцентная вольфрамовая лампа, в средней ИК-области (2,5—25 мкм) — штифт Нернста и глобар, в области $\lambda = 20-100$ мкм — платиновая полоска, покрытая тонким слоем окислов нек-рых редкоземельных металлов; в далёкой ИК-области (100—1000 мкм) — ртутная кварцевая лампа высокого давления. Источниками И. и. являются нек-рые ИК-лазеры: лазер на иодиновом стекле ($\lambda = 1,06$ мкм), гелий-неоновый лазер ($\lambda = 1,15$ мкм и 3,39 мкм), СО-лазер ($\lambda \approx 5,08-6,65$ мкм), CO_2 -лазер ($\lambda \approx 9,12-11,28$ мкм), лазер на парах воды ($\lambda \approx 118,6$ мкм), HCN-лазер ($\lambda \approx 773$ мкм), хим. лазер на смеси H_2 и Cl_2 ($\lambda \approx 3,7-3,8$ мкм), полупроводниковые лазеры на GaAs ($\lambda \approx 0,83-0,92$ мкм), InSb ($\lambda \approx 4,8-5,3$ мкм), (Pb, Sn) Te ($\lambda \approx 6,5-32$ мкм) и др. Многие ИК-лазеры могут работать в режиме преобразимой частоты излучения.

Методы обнаружения и измерения И. и. основаны на преобразовании энергии И. и. в др. виды энергии, методы регистрации к-рых хорошо разработаны. В тепловых приёмниках поглощённое И. и. вызывает повышение темп-ры термочувствит. элемента, к-рое тем или иным способом регистрируется. Тепловые приёмники могут работать практически во всей области И. и. В фотоэлектрич. приёмниках поглощённое И. и. приводит к появлению или изменению электрич. тока или напряжения. Такие приёмники в отличие от тепловых селективны, т. е. чувствительны лишь в определ. ИК-области спектра (см. *Приёмники оптического излучения*). Мн. фотоэлектрич. приёмники И. и. особенно для средней и далёкой ИК-области спектра работают лишь в охлаждённом состоянии. В качестве приёмников И. и. также используются приборы, основанные на усилении или тушении люминесценции под действием И. и., а также т. п. антистоксовы люминофоры (см. *Антистоксова люминесценция*), непосредственно преобразующие И. и. в видимом (люминофор с ионами Yb и Er преобразует излучение неодимового лазера $\lambda = 1,06$ мкм в видимое с $\lambda = 0,7$ мкм). Спец. фотоплёнки и пластины — инфракрасники — также чувствительны к И. и. (до $\lambda = 1,3$ мкм).

Существуют также спец. приборы, к-рые позволяют путём регистрации собств. теплового И. и. получить распределение темп-ры по поверхности объекта, т. е. его тепловое (или температурное) изображение. Это т. п. тепловое изображение можно преобразовать в видимое изображение, в к-ром яркость видимого изображения в отд. точках пропорциональна темп-ре соответствующих точек объекта. Изображение, полученное в этих приборах, не является ИК-изображением в обычном смысле, т. к. даёт лишь картину распределения темп-ры на поверхности объекта.

Приборы визуализации И. и. делятся на посканирующие и сканирующие. В первых И. и. регистрируется непосредственно на фотоплёнке или люминесцентном экране, а также на экране с помощью *электрооптических преобразователей* (ЭОП) или автотрографов. К сканирующим приборам относятся тепловизоры или термографы с оптико-механ. сканированием объекта. Область чувствительности ЭОП определяется чувствительностью к И. и. фотокатода и че



Рис. 2. Кривые излучения абсолютно чёрного тела А и вольфрама В при темп-ратуре 2450°К. Затенённая часть — излучение вольфрама в ИК-области; интервал 0,4—0,74 мкм — видимая область.

ловы реальных тел меньше, чем излучение абсолютно чёрного тела той же темп-ры, и может носить селективный характер. Напр., излучение накалённого вольфрама в ИК-области отличается от излучения чёрного тела больше, чем в видимой области спектра (рис. 2). Излучение Солнца близко к излучению абсолютно чёрного тела с темп-рой около 6000°К, причём около 50% энергии излучения расположено в ИК-области. Распределение энергии излучения человеческого тела в ИК-обла-

преврата $\lambda=1,3$ мкм. Эвапорографы и тепловизоры могут быть использованы в средней ИК-области, и потому они позволяют получать тепловое изображение пикотемпературных тел. Существуют также методы параметрич. преобразования И. и. в видимое излучение при смешивании И. и. с когерентным лазерным излучением в оптических нелинейных кристаллах (см. *Параметрический генератор света*).

Оптические свойства веществ в ИК-области спектра (прозрачность, коэф. отражения, коэф. преломления), как правило, значительно отличаются от оптич. свойств в видимой и УФ-областях спектра. Мн. вещества, прозрачные в видимой области, оказываются непрозрачными в нек-рых областях И. и., и наоборот. Напр., слой

Материал	λ_r (мкм)	Материал	λ_r (ммм)	Материал	λ_r (ммм)	Материал	λ_r (ммм)
Стекло	2,7	CaF ₂	10	Ge (моно-кристалл)	15	AgCl	23
SiO ₂	4	As ₂ S ₃	12	*KCl	20	*KBr	25
Al ₂ O ₃	5,5	BaF ₂	12	*Si (моно-кристалл)	20	*KJ	31
*LiF	6	*CsF	12			TlBr, I	38
MgO	9,5	NaCl	15			*CsBr	40
						*Csl	54

воды толщиной в неск. см непрозрачен для И. и. с $\lambda > 1$ мкм (постому вода часто используется как теплозащитный фильтр), пластинки германия и кремния, невзрачные в видимой области, прозрачны для И. и. (германий для $\lambda > 1,8$ мкм, кремний для $\lambda > 1,0$ мкм). Черная бумага прозрачна в дальней ИК-области. Вещства, прозрачные для И. и. и невзрачные в видимой области, используются в качестве светофильтров для выделения И. и.

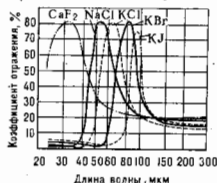


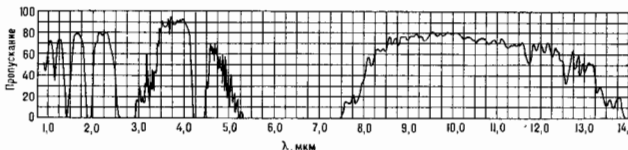
Рис. 3. Отражение инфракрасного излучения от щелочно-галогенных кристаллов.

относительно узких областей — волос поглощения. Нек-ры вещества, гл. обр. монокристаллы, даже при толщине до неск. см прозрачны в достаточно больших определенных диапазонах ИК-спектра. В табл. приведена длинноволновая граница λ_r пропускания нек-рых материалов, применяемых в ИК-области спектра для изготовления призм, линз, окон и пр. оптич. деталей (материалы, помечены звездочкой, титроскопичны).

Полиэтилен, парафин, тефлон, алмаз прозрачны для $\lambda > 100$ мкм (пропускание более 50% при толщине 2 мм).

Отражат. способность для И. и. у большинства металлов значительно больше, чем для видимой области, и возрастает с увеличением λ И. и. (см. *Металлооптика*). Напр., коэф. отражения Al, Ag, Cu в области $\lambda=10$ мкм достигает 98%. Жидкие и твердые невметаллич. вещества обладают в ИК-области селективного отражения, причём положение максимумов отражения зависит от хим. состава вещества. У нек-рых

Рис. 4. Кривая пропускания атмосферы в области $\lambda=0,6-14$ мкм. «Огненная прозрачность» в области $\lambda=2,0-2,5$ мкм; 3,2-4,2 мкм; 4,5-5,2 мкм; 8,0-13,5 мкм. Полосы поглощения с максимумами при $\lambda=0,93$; 1,13; 1,40; 1,87; 2,74; 6,3 мкм принадлежат парам воды; при $\lambda=2,7, 4,26$ и 13,0 мкм — углекислому газу и при $\lambda=9,5$ мкм — озону.



кристаллов коэф. отражения в максимум селективного отражения (рис. 3) достигает больших значений (до 80%), и поэтому пластинки из таких кристаллов могут служить отражат. фильтрами для выделения опред. областей И. и. (т. н. метод остаточных лучей).

Прозрачность земной атмосферы для И. и. (так же как и для видимого и УФ-излучения) играет большую роль в процессе теплового радианц. обмена между излучением Солнца, падающим на Землю, и И. и. Земли в мировое пространство (обратное излучение Земли расположено гл. обр. в области спектра с максимумом ок. 10 мкм), а также существенна при практич. использовании И. и. (для связи, в ИК-фотографии, для применения И. и. в военном деле и т. д.). Проходя через земную атмосферу, И. и. ослабляется в результате рассеяния (см. *Рассеяние света*) и поглощения. Азот и кислород воздуха не поглощают И. и., а ослабляют его лишь в результате рассеяния, к-рое значительно меньше, чем для излучения видимого света (т. к. коэф. рассеяния $\sim \lambda^{-4}$). Пары воды, CO₂, озона и др. примеси, имеющиеся в атмосфере, селективно поглощают И. и. Особенно сильно поглощают И. и. пары воды, полосы поглощения к-рых расположены почти во всей ИК-области спектра (рис. 4). Благодаря сильному поглощению И. и. земной атмосферой лишь небольшая часть обратного И. и. Земли выходит за пределы атмосферы, т. е. атмосфера служит теплоизолирующей оболочкой, препятствующей охлаждению Земли. Наличие в атмосфере частиц дыма, пыли, мелких капель воды (дымка, туман) приводит к дополнит. ослаблению И. и. в результате рассеяния на этих частицах, причём величина рассеяния зависит от соотношения размеров частиц и длины волны И. и.

Применение ИК-излучения. И. и. находит широкое применение в науч. исследовании, при решении большого числа практич. задач, в военном деле и пр. Исследование спектров излучения и поглощения веществ в ИК-области является дополнением к исследованиям в видимой и УФ-областях и используется при изучении структуры электронной оболочки атомов, определения структуры молекул, а также для качеств. и количеств. спектрального анализа. Широкое применение для изучения структуры атомов и молекул и элементного состава вещества нашли ИК-лазеры (особенно с перестраиваемой частотой; см. *Лазерная спектроскопия*).

Благодаря особенностям взаимодействия И. и. с веществом ИК-фотография имеет ряд преимуществ перед фотографией в видимом излучении. Так, в результате меньшего ослабления И. и. вследствие рассеяния при прохождении через дымку и небольшой туман и при использовании инфракрасных и ИК-светофильтров удается получить ИК-фотографии предметов, удалённых на расстояние в сотни км. Фотографии одного и того же объекта, полученные в И. и. и в видимом свете, вследствие различия коэф. отражения и пропускания объекта могут значительно различаться, и на ИК-фотографии можно увидеть детали, невидимые на обычной фотографии и непосредственно глазом, что используется при фотографировании земной поверхности со спутников Земли, в ботанике, медицине, криминалистике, аэрофотоаэраздеке и т. д. На ИК-фотографиях отд. участок неба часто можно увидеть большее число звёзд, туманностей и др. объектов, чем на обычных фотографиях. Фотографирование в И. и. можно производить и в под-

ной темпате при обучении объектов И. и. В. в промышленности. И. и. используются для сушки (в т. ч. локальной) разл. материалов и изделий. На основе электронно-оптич. преобразователей, чувствительных к И. и., созданы различного рода приборы ночного видения (бинокли, прицелы и др.), позволяющие при обучении наблюдаемых объектов И. и. от спец. источников со световидными вестями наблюдение или прицеливание в полнотемпате. Эвалюграфы и тепловизоры применяются в промышленности для обнаружения перегретых участков машины или электрических приборов, для получения температурных карт местности и т. д. Создание высокочувствит. приемников И. и. (напр., болометров или охлаждаемых фотосопротивлений) позволило настроить теплосенсоры для обнаружения и пеленгации объектов, темп-ра к-рых выше темп-ры окружающего фона (нагретые трубы кораблей, двигатели самолетов и др.), по их изобр. тепловому И. и. Созданы также системы самонаведения на цель снарядов и ракет. ИК-локаторы и дальномеры позволяют обнаружить в темпате любые объекты и измерить расстояния до них. ИК-лазеры используются также для наземной и космич. связи.

Лит.: Лепонт Ж., Инфракрасное излучение, пер. с франц., М., 1958; Соловьев С. М., Инфракрасная фотография, М., 1960; Оптические материалы для инфракрасной техники, (Сарыновичи), М., 1965; Козелкин В. В., Усольцев И. Ф., Основы инфракрасной техники, 3 изд., М., 1985; Марков М. Н., Приемники инфракрасного излучения, М., 1968; Приемники инфракрасного излучения, пер. с франц., М., 1969; Хадсон Р., Инфракрасные системы, пер. с англ., М., 1972; Лейб Д. и др., Системы тепловидения, пер. с англ., М., 1978; Левитин И. Б., Применение инфракрасной техники в народном хозяйстве, Л., 1981; Гибсон Х., Фотографирование в инфракрасных лучах, пер. с англ., М., 1982, в. И. Мельник.

ИНФРАКРАСНЫЕ РАСХОДИМОСТИ в квантовой теории возмущений амплитуд (и сечений) процессов с безмассовыми частицами, возникающие при интегрировании по области малых энергий виртуальных или реальных частиц (квантов поля). Поскольку И. р. появляются только в том случае, когда кванты имеют нулевую массу ($m_i=0$), они являются частным случаем массовых сингулярностей, к к-рым, по определению, относится все сингулярности *Фейнмана диаграмм*, обусловленные переходом к пределу $m_i \rightarrow 0$. Задача исследования массовых сингулярностей особенно актуальна в калибровочных теориях поля [квантовой электродинамике (КЭД), квантовой хромодинамике (КХД), квантовой теории гравитации], содержащих безмассовые поля (квантами к-рых являются соответственно фотоны, глюоны, гравитоны), а также при анализе высокоэнергетич. асимптотики, когда входящие в лагранжиан массы частиц m_i (т. н. токовые массы) много меньше нек-рой характерной энергии E или передачи импульса Q (используется система единиц $\hbar=c=1$).

В КЭД и КХД И. р. возникают в том случае, когда квадраты нек-рых 4-импульсов p_i^2 равны квадратам масс соответствующих частиц (т. е., когда p_i находится на массовой поверхности: $p_i^2=m_i^2$). Кроме того, в пределе $p_i^2 \rightarrow m_i^2 \rightarrow 0$ в интегралах по области малых углов θ , образованных направлениями импульсов двух безмассовых частиц, могут возникать т. н. коллинеарные расходимости. Они представляют собой второй наиважнейший пример массовых сингулярностей.

С формальной точки зрения возмущение ИК- и коллинеарных расходимостей связано с некорректностью использования теории возмущений для анализа переходов между состояниями, вырожденными по энергии ($\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$), поскольку характерные для ради теории возмущений энергетич. знаменатели ($\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2$) обращаются при этом в нуль. Чтобы получить конечное выражение, необходимо просуммировать по всем вырожденным состояниям как для конечной, так и для нач. стадий процесса [теорема Кинoshиты — Ли — Науэнберга; Т. Кинoshита (T. Kinoshita), 1962, Т. Ли (T. Lee), М. Науэнберга (M. Nauenberg), 1964].

Физ. причиной возникновения И. р. является то, что заряд. частица (напр., электрон в КЭД) в процессе рассеяния с необходимостью испускает излучающее эл.-магн. излучение. Поэтому сечение чисто уругого процесса, в к-ром не испущено ни одного мягкого кванта, равно нулю. В теории возмущений это обращение в нуль сечения является следствием эконцентрации вкладов, обусловленных обменом мягкими виртуальными фотонами, в амплитуду рассеяния $T(p, p+q)$:

$$T(p, p+q) = T^{(0)}(p, p+q) \exp \left\{ -\frac{\alpha}{\pi} \ln \left(-\frac{q^2}{\lambda^2} \right) \right\}, \quad (1)$$

где p — нач. импульс электрона, q — импульс, переданный электрону в процессе рассеяния, $T^{(0)}(p, p+q)$ — амплитуда рассеяния в *борновском приближении*, $\alpha \approx 1/137$ — константа эл.-магн. взаимодействия, λ — к-л. параметр ИК-регуляризации (см. *Регуляризация расходимостей*), напр. фиктивная масса фотона. В пределе $\lambda \rightarrow 0$ в каждом порядке теории возмущений от α появляются И. р. и $T(p, p+q) \rightarrow 0$. Физически осмысленные результаты получаются лишь для вероятностей перехода в состоянии, характеризующиеся на числом безмассовых квантов, а их суммарной энергией. В этом случае уменьшение каждого из начальных (с исчислением пределов, числа фотонов) сечений при $\lambda \rightarrow 0$ компенсируется ростом числа разрешенных каналов и полное сечение в пределе $\lambda \rightarrow 0$ оказывается конечным [теорема Блоха — Нордсика; Ф. Блох (F. Bloch), А. Нордсик (A. Nordieck), 1937].

Физ. причиной возникновения коллинеарных расходимостей является отсутствие запретов на переход безмассовой частицы в состояние с большим числом движущихся параллельно ей безмассовых частиц, имеющих суммарно те же квантовые числа. В КЭД коллинеарных расходимостей нет благодаря ненулевой массе электрона и отсутствию прямого взаимодействия фотонов друг с другом. В КХД второе из этих условий нарушается всегда (из-за самодействия глюонов), а первое — в т. я. киральном пределе (см. *Киральная симметрия*), когда массы кварков считаются равными нулю.

Коллинеарные расходимости, обусловленные нулевой массой конечных частиц, исчезают, если рассматривать сечение рассеяния в нек-рой телесный угол Ω , не фиксируя полного числа частиц в нём. Типичным примером является сечение рассеяния частицы в состоянии, характеризующее то, что в нек-ром телесном угле Ω сосредоточена доля (1- ϵ) полной энергии [сечение Стермала — Вайнберга; Дж. Стерман (G. Sterman), С. Вайнберг (S. Weinberg), 1977]. При $\Omega \ll 4\pi$, $\epsilon \ll 1$ такое состояние представляет собой струю, образованную заряженной (в КХД — цветной) частицей и сопровождающей её излучением. Наличие струй можно охарактеризовать также значениями различных специально введенных параметров (λ) — сферичности s (sphericity), вытянутости T (thrust) и др., представляющих собой парциальные сечения σ_i , усреднённые с нек-рыми весами $W_i^{(k)}$:

$$j^{(k)} = \sum_i W_i^{(k)} \sigma_i / \sum_i \sigma_i. \quad (2)$$

Важным условием на веса $W_i^{(k)}$ является требование сокращения массовых сингулярностей. Только при выполнении этого условия характеристики $j^{(k)}$ слабо зависят от параметров ИК-регуляризации и стремятся к вполне определенным конечным значениям при $\epsilon \rightarrow 0$, т. е. являются инфракрасноустойчивыми.

Физически наиб. важным примером коллинеарных расходимостей, обусловленных нулевой массой частиц в нач. состоянии, являются расходимости, возникающие при вычислении *радиационных поправок* к сечениям жестких *инклюзивных процессов* в рамках партонной модели адронов (см. *Партоны*). В КХД такие расходимости удаётся факторизовать, т. е. представить соот-

ветствующее сечение $\sigma(Q^2, p_1^2, \dots, p_n^2)$ в виде произве-
дения:

$$\sigma(Q^2, p_1^2, \dots, p_n^2) = \sigma(Q^2, \mu^2) \Gamma_1(\mu^2, p_1^2) \dots \Gamma_n(\mu^2, p_n^2), \quad (3)$$

где $p_i^2 \rightarrow 0$, μ^2 — фиксированный параметр размерности квадрата массы. Множитель $\Gamma_i(\mu^2, p_i^2)$, куда вошли все массовые сингулярности, связанные с i -м партоном, объединился с «эвраточной» ϕ -функцией распределения $f_{i\alpha/A}(x)$, κ -рая характеризует вероятность обнаружить внутри адрона A партон α , несущий долю x продольного импульса адрона. Результат такого объединения $f(x, \mu^2)$ имеет смысл ϕ -функции распределения партонов $F(x, k_{\perp}^2)$, проинтегрированной по области квадратов поперечных импульсов партонов $k_{\perp}^2 \leq \mu^2$. Интегрирование по k_{\perp}^2 и обеспечивает в данном случае суммирование по вырожденным состояниям. Факторизация (3) имеет место и в том случае, когда пек-ре из адрона A принадлежат коловому состоянию. При этом, однако, вместо ϕ -функций распределения $f_{i\alpha/A}$ возникают ϕ -функции фрагментации $D_{\alpha/A}(z, \mu^2)$, характеризующие вероятность перехода партона α с импульсом zP в адрон A с импульсом P .

Кроме обсуждавшихся выше типов массовых сингулярностей, существование κ -рых не зависит от наличия или отсутствия в соответствующей теории ультрафиолетовых расходимостей, в перенормированных диаграммах Фейнмана для протонаторов и вершинных ϕ -функций в КХД и КХД могут присутствовать массовые сингулярности, появление κ -рых обусловлено выбором процедуры *перенормировки*. В выражениях для физ. величин, однако, подобные «нефиз.» сингулярности отсутствуют.

Не исключено также, что в КХД существуют И. р. не «ухватываемые» стандартной теорией возмущений. Бесмысленна гипотеза о том, что именно такие И. р. ответственны за ненаблюдение (конфаймент) кварков и глюонов (см. *Удержание цвета*), но решающие результаты в данном направлении пока не получены.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, § 35, 45, 46, 50; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П., Реалистическая квантовая теория, ч. 1, М., 1968, § 95; Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П., Реалистическая квантовая теория, ч. 2, М., 1971, § 114, 116, 117, 119, 147; Берекел Д. Л., Дрелл С. Д., Реалистическая квантовая теория, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978, § 29, 125; А. В. Рабинович.

ИОН (Иодин), I, — хим. элемент VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 53, ат. масса 126,9045, относится к галогенам. В природе представлен стабильными ^{127}I . Электронная конфигурация внеш. электронной оболочки $5s^2p^5$. Энергии последоват. ионизаций равны 10,45, 19,10 и 33 эВ. Средство к электрону 3,0 эВ. Значение электроотрицательности 2,6. Молекула I_2 двухатомная, междядерное расстояние 0,26663 нм, энергия её диссоциации при 0 К 148,82 кДж/моль, степень диссоциации 2,8% при 1000 К, 89,5% при 2000 К.

В свободном виде И. — чёрно-серое кристаллич. вещество с фиолетовым блеском. Кристаллич. решётка орторомбич. с параметрами $a=0,7250$ нм, $b=0,9772$ нм и $c=0,4774$ нм. Легко испаряется с образованием фиолетовых паров, имеющих резкий запах. Плотн. твёрдого И. 4,940 г/см 3 (20 °С), жидкого — 3,960 г/см 3 (120 °С), $t_{\text{пл}}=113,6$ °С, $t_{\text{кип}}=184,35$ °С, уд. теплоёмкость 54,43 Дж/моль·К, теплоота плавления 15,77 кДж/моль, теплоота испарения 41,8 кДж/моль. Критич. темп-ра 553 °С, критич. давление 11,754 МПа (116 атм). Дипольнич. проницаемость твёрдого И. 10,3 (23 °С), жидкого — 11,08 (118 °С). Уд. проводимость твёрдого И. $1,7 \cdot 10^{-2}$ Ом $^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. В воде плохо растворим (0,3395 г/л при 25 °С), вступает с водой во взаимодействие с образованием HI , HOI . Хорошо растворим в водных растворах KI , NaI и т. п. и в большинстве органич. растворителей.

В хим. соединениях проявляет разл. степени окисления, из них важнейшие —1 (иодиды), +5 (иодаты) и +7 (периодаты). По хим. свойствам И. близок к хлору и бромю, но уступает им по хим. активности.

Элементарный И. используют для получения сверхчистых Ti , Zr и др. металлов (образование летучих иодидов металлов с их последующим разложением при высокой темп-ре), для заполнения колб мощных иодных ламп. Элементарный И. и его препараты широко применяют в медицине, соединения И. используют как катализаторы и при изготовлении фото- и киноматериалов. Из искусственно полученных радиоизотопов И. наиб. значение имеют ^{131}I (электронный захват, $T_{1/2} = -60,14$ сут) и β -радиоактивные ^{131}I ($T_{1/2} = 8,04$ сут) и ^{134}I ($T_{1/2} = 2,28$ ч), κ -рые широко используют в медицине. Радиоизотоп ^{131}I в больших кол-вах содержится в продуктах деления.

С. С. Вербищев.

ИОН (от греч. *ión* — идущий) — электрически заряженная частица, образовавшаяся при отрыве или присоединении одного или неск. электронов (или др. заряд. частиц) к атому, молекуле, радикалу и др. иону. Положительно заряженные И. наз. катионами, отрицательно заряженные — анионами. И. обозначают хим. символом с индексом (вверху справа), указывающим заряд и величину заряда — кратность И. — в единицах заряда электрона (напр., Li^+ , H_2^+ , SO_4^{2-}). Атомные И. обозначают также хим. символом элемента с римскими цифрами, указывающими кратность И. (напр., NI , NII , NIII , что соответствует N^+ , N^{2+} ; в этом случае римские цифры являются спектроскопич. символами Z , они больше заряда иона Z , на единицу: $Z = Z_i + 1$). Последовательность И. различных хим. элементов, содержащих одинаковое число электронов, образует изоэлектронный ряд (см. напр., *Выборочнолюбимые атомы*). Понятие и термин «И.» (а также «катион» и «анион») введены в 1834 М. Фарадеем (M. Faraday). Для удаления электрона из нейтрального атома или молекулы необходимо затратить определ. энергию, κ -рая наз. энергией ионизации. Энергия ионизации, отнесенная к заряду электрона, называется *ионизационным потенциалом*. Характеристика, противоположная энергии ионизации — средство к электрону — равна энергии связи дополнит. электрона в отрицат. И. Нейтральные атомы и молекулы ионизируются под действием квантов оптич. излучения, рентг. и γ -излучения, электрич. поля при столкновениях с др. атомами, электронами и др. частицами и т. п.

И. может представлять собой как устойчивое состояние атома, молекулы или радикала, так и быть вполне устойчивой частью, существующей сколь угодно долго (напр., И. Na^+ в водном растворе поваренной соли NaCl очень устойчивы, т. к. координированы с молекулами воды, образующими прочную околоную оболочку и препятствующими сближению их с Cl^-).

Молекула, содержащая неск. групп, переходящих в ионизованное состояние, наз. полиэлектролитом (напр., молекула ДНК, несущая в каждой своей повторяющейся единице отрицательно заряженную фосфатную группу PO_4^-). Пек-рые молекулы, находящиеся в растворах и кристаллах, остаются в целом электронеутральными, хотя и содержат в разл. её частях противоположно заряженные группы, их наз. ионтирными. Так, молекула аминокислоты $\text{H}_2\text{N}-\text{CH}-\text{COOH}$ (P-боковой радикал) переходит в ионтирную форму $\text{H}_3\text{N}^+-\text{CH}-\text{COO}^-$, что сопровождается переносом протона с группы COOH на группу H_2N . Комплекс, состоящий из неск. нейтральных атомов или молекул и простого И. образует сложный И. наз. *кастерным ионом*.

В газах при обычных условиях образующиеся И. недолговечны, однако при высоких темп-рах и давлении стень ионизации газа растёт с ростом темп-ры и давления и при очень высоких темп-рах и давлении газ

переходит в плазму. В жидкостях, и зависимость от природы растворителя и растворённого вещества, катионы и анионы могут располагаться на практически бесконечном расстоянии друг от друга (в том случае, когда они окружены молекулами растворителя), но могут оказывать и достаточно близко друг от друга, и сильно взаимодействуя, образовывать т. н. ионные пары. Соли в твёрдом состоянии обычно образуют ионные кристаллы. Энергия взаимодействия атомных И. как ф-ции расстояния между ними может быть вычислена с некоторым разл. приближённых методов (см. *Межмолекулярное взаимодействие*).

Уровни энергии атомных и молекулярных И. и нейтральных частиц различны и в принципе могут быть рассчитаны методами квантовой механики, как и энергии ионизации. Оптич. спектры атомных И. аналогичны спектрам нейтральных атомов с тем же числом электронов, они только смещаются в коротковолновый диапазон, т. к. линии воли спектральных линий, соответствующих квантовым переходам между уровнями энергии с различными значениями гл. квантового числа, пропорциональны квадрату заряда ядра. В спектрах И. выявляются т. наз. сателлитные линии, анализ к-рых позволяет исследовать структуру и свойства многозарядных ионов.

Ионная компонента оказывает существенное влияние на параметры лабораторной и астрофизической плазмы. Изучение И. важно для различных областей физики и химии плазмы, астрофизики, квантовой электроники, для исследования строения вещества и т. д. И. широко используются в эксперим. исследованиях и приборах (масс-спектрометры, Вильсона камеры, ионный проектор, ионные пучки и т. д.).

Дятл. С. М и р о в Б. М., Отрицательные ионы, М., 1978; Пр е с л а в о в Л. П., Ш е в е л ь к о В. П., Н и с е в Р. К. Элементарные процессы с участием многозарядных ионов, М., 1986. В. Г. Дашевский.

ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА — прибор для регистрации и спектрометрии ионизирующих частиц методом измерения величины ионизации (числа пар ионов), производимой этими частицами в газе. Простейшая И. к. представляет собой два электрода, помещённых в заодненный газом объём. Конструктивно электроды могут быть выполнены в виде плоского, цилиндрич. или сферич. конденсатора. Рабочим объёмом И. к. является пространство между электродами. Частицы ионизуют газ в рабочем объёме, и образовавшиеся электроны и ионы движутся под действием пост. электр. поля E в направлении электродов, создавая ток в цепи И. к. Ток измеряется регистрирующим устройством (рис. 1).

Величина E должна быть достаточно большой для предотвращения рекомбинации электронов и ионов. В области $E < E_1$ (рис. 2) скорость дрейфа электронов мала и часть из них рекомбинирует по дороге. В интервале $E_1 < E < E_2$ все электроны достигают анода (р е

аода). Ток через И. к. в области насыщения I_0 пропорционален энергии ϵ , выделяемой ионизирующей частицей в объёме И. к., т. е. потоку частиц Φ , падающему на И. к.:

$$I_0 \sim \Phi e \epsilon / \epsilon_0,$$

где e — заряд электрона, ϵ_0 — энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-ионной пары.

Режим насыщения достигается при достаточно большой скорости дрейфа электронов и ионов. Скорость увеличивается в 10—40 раз, добавляя к чистому Ar 2,5—30% многоатомных газов (H₂, CH₄ и др.). При работе с чистыми многоатомными газами для насыщения требуются существенно большие E .

Ионизирующие частицы могут проникать в рабочий объём И. к. через тонкие окна либо непосредственно через стенки камеры. Иногда радиоакт. источник помещают внутрь И. к. в виде тонкого слоя на поверхности электродов или вводят в виде радиоакт. примеси к газу. В др. случаях ионизирующие частицы образуются непосредственно в рабочем объёме камеры в результате ядерных реакций, идущих под действием внеш. облучения в наполняющем И. к. газе, либо в мишени на поверхности электрода [1, 2, 3].

Различают импульсные и интегрирующие И. к. Первые И. к. служат для регистрации отд. импульсов, вызываемых каждой ионизирующей частицей. Если поток частиц через И. к. достаточно велик, импульсы на выходе сливаются и через камеру протекает ток I (рис. 4), к-рый пропорционален суммарному ср. энерговыделению в И. к. в единицу времени. Интегрирующие И. к. применяются в *радиометрии* для измерения активности радиоакт. препаратов и для определения энергии излучения, поглощённой в единице массы вещества (см. *Доза*

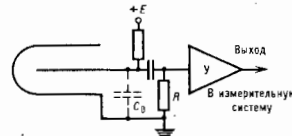


Рис. 3. Схема включения импульсной ионизационной камеры.

излучения) [2], а также для измерения и контроля интенсивности выведенных из ускорителей пучков заряд. частиц.

В импульсных И. к. длительность импульса зависит от времени дрейфа электронов и постоянной времени RC , где $C = C_{ж} + C_{у} + C'$, где $C_{ж}$ — ёмкость И. к., $C_{у}$ — входная ёмкость усилителя, C' — паразитная ёмкость подводящих проводов, R — эквивалентное сопротивление нагрузки. Время дрейфа зависит от состава газовой смеси, приложенного напряжения и геометрии И. к. (рис. 3).

Импульсные И. к. широко используются в ядерной физике. Возможности импульсных И. к. возросли в связи с прогрессом в технике усиления слабых сигналов, связанным с появлением маломощных полупроводников. В качестве импульсной И. к. обычно используют И. к. с сеткой (рис. 4). Рабочим объёмом является объём между катодом и сеткой. Образовавшиеся в рабочем объёме электроны под действием электр. поля $E^{(1)}$ дрейфуют к сетке, проходят сквозь сетку, увлекае-

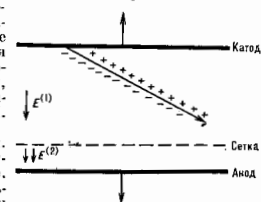


Рис. 4. Трёхэлектродная импульсная ионизационная камера.

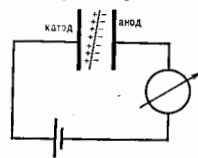


Рис. 1. Схема включения интегрирующей ионизационной камеры.

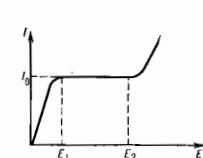


Рис. 2. Зависимость ионизационного тока I от приложенного электрического поля E .

ж и м п а с ы щ е н и я), а при $E > E_2$ начинается процесс лавинообразного размножения ионов вблизи анода. И. к. отличается от др. газовых детекторов (*пропорциональных камер, Гейгера счетчиков* и др.) тем, что в ней не используются механизм газового усиления, т. е. размножение ионов за счёт лавинообразного процесса вблизи

мное более сильным полем $E^{(2)}$, действующим между анодом и сеткой, и собираются на аноде. Собрание электронов происходит за неск. мкс. За это же время положит. ионы, обладающие в 10^3 раз меньшей подвижностью, практически остаются на месте. Сетка экранирует анод от индукц. воздействия вольтов. ионов. Поэтому анодный сигнал оказывается пропорциональным собранному на аноде заряду, к-рый, в свою очередь, пропорционален энергии ионизирующей частицы. Такая И. к. позволяет также определить пространств. положение следа (трека) частицы путём регистрации катодного сигнала, времени его задержки по отношению к анодному и фронта нарастания анодного сигнала. Разбивая анод на неск. частей, можно получить информацию о длине трека.

Энергетич. разрешение импульсных И. к. определяется шумом усилителя сигналов и флуктуацией числа пар ионов, образованных ионизирующими частицами фиксированной энергии (флуктуация Фано). Флуктуации Фано можно уменьшить, подбирая состав газа ($He+Ar$; $Ar+C_2H_6$ [4]). Лучшее разрешение, достигнутое в И. к. при измерении спектра α -частиц 12 кВ (полная ширина линии на половине высоты) при энергии α -частиц $E_\alpha = 5,5$ МэВ. При этом газонаполнитель импульсной И. к. должен иметь высокую степень чистоты относительно сд.-отрицат. примесей (O_2 , H_2O).

Импульсные И. к. применяются при исследовании α -распада ядер (измерение энергетич. спектров α -частиц, угл. α - γ -корреляций, детектирование слабых α -активностей); при исследовании деления ядер (измерения энергетич. и угл. распределений осколков спонтанного или вынужденного деления ядер; поиск новых спонтанно делящихся ядер [5]); при исследовании μ -онного катализа ядерного синтеза; в спектрометрии зарядк. продуктов катализируемой мюонами реакции $d-d$ -синтеза в нанолитенной дейтерием И. к. высокого давления [6]; при исследовании упругого рассеяния частиц высокой энергии (спектрометрия ядер отдачи, возникающих в процессе рассеяния частиц высокой энергии на ядрах N , D или He , напояющих рабочей объём И. к. [7]); в качестве т. н. ΔE — детектора для идентификации ядерных частиц [8].

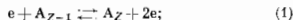
Лит.: 1) Векслер В., Грошев Д., Исаев В., Ионизационные методы исследования излучений, 2 изд., М.—Л., 1956; 2) Аткинсон В. К., Доказательства ионизирующих излучений, 2 изд., М., 1957; 3) Wilkinson D. H., Ionization chambers and counters, Camb., 1956; 4) Alkhalov G. D., Kohn A. P., Vorob'ev A. A., Ionization fluctuations and resolution of ionization chambers and semiconductor detectors, «Nucl. Instr. and Meth.», 1967, v. 48, p. 15; Ivanov M. P. и др., Study of ^{222}Rn spontaneous fission using a double ionization chamber, там же, 1965, v. A234, p. 152; 5) Valin D. V. и др., Experimental investigation of μ meson catalyzed $d-d$ fusion, «Phys. Lett.», 1984, v. 104, B, N 3/4, p. 173; 7) Витг Г. Р. и др., Soft- γ and pp elastic scattering in the energy range 30 to 345 GeV, «Nucl. Phys.», 1983, v. B217, p. 285; 8) Fulbright H. W., Ionization chambers, «Nucl. Instr. and Meth.», 1979, v. 182, N 1/2, p. 21.

ИОНИЗАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — наиболее распространённая неустойчивость низкотемпературной неизоотермич. плазмы, возникающая при возрастании флуктуаций Джоулева нагрева электронной компоненты и, следовательно, дальнейшего усиления ионизации. Превышение флуктуаций нагрева над потерями энергии в электрон-атомных столкновениях реализуется при наличии ступенчатой ионизации. Дополнит. Джоулева диссипация создается в плазме токами, связанными с неоднородностями проводимости. Механизм её возрастания в областях с новш. концентрацией связан с Холла эффектом. И. н. появляется, если параметр Холла β превышает неск-рое критич. пороговое значение $\beta_{cr} \approx 1$. Характерное время развития И. н. плазмы $\tau_{in} \approx \approx \tau_{in} \omega_{pe}^2$, где n_e — концентрация электронов, I — энергия ионизации, σ — проводимость, i — плотность тока. Ниже порога возникновения И. н. $\beta < \beta_{cr}$, ср. эфф. проводимость плазмы $\sigma_{eff} \approx \text{const}$, с ср. эфф. параметр Холла $\beta_{eff} \approx (\sigma \tau)$, где ω — циклотронная частота электронов, $1/\tau$ — ср. частота электрон-атомных столк-

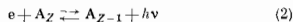
новений. Выше порога возникновения И. н. в плазме появляются ионизат. колебания. С увеличением магн. поля их спектр расширяется, структура плазмы становится иерархич. и она переходит в состояние ионизационной турбулентности. Принципиально отличие ионизат. турбулентности от гидродинамической связано с тем, что она развивается в первоначально однородной плазме и на неё не оказывают влияние внеш. геом. масштабы. В плазме с ионизат. турбулентностью самопроизвольно меняются в пространств. и во времени степень ионизации, элетрич. поля и токи, причём движением вещества за время развития турбулентности можно пренебречь. Электропроводность турбулентной плазмы практически не зависит от частоты столкновений электронов. И. н. часто возникает в МГД-генераторах.

Лит.: Velikhov E. P., Golubev V. S., Dykhne A. M., Physical phenomena in a low-temperature non-equilibrium plasma and in MHD generators with non-equilibrium conductivity, «Atom. Energy Rev.», 1976, v. 14, p. 323; Недоспасов А. В., Физика МГД-генераторов, «ЭФН», 1977, т. 123, с. 333. Г. Л. Ювин.

ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ — стационарное состояние ионизованного газа (плазмы), при к-ром каждой кратности ионизации соответствует вполне определённая доля полного числа атомных частиц. И. р. устанавливается в стационарных условиях за счёт баланса совокупности прямых и обратных процессов — ионизации и рекомбинации ионов и электронов. В большинстве лб. и астрофиз. источников плазмы И. р. определяется гл. обр. столкновениями атомов и ионов с электронами. В этом случае взаимно обратными процессами являются: 1) ионизация электронным ударом (процесс указан стрелкой слева направо) и трёхчастичная брызгалуч. рекомбинация (стрелка справа налево):



2) радиац. двухчастичная рекомбинация (стрелка слева направо) и фотоионизация:



(e — электрон; A_Z — ион с зарядом Z ; ν — частота излучаемого фотона). радиац. двухчастичная рекомбинация включает в себя прямую излучат. рекомбинацию, при к-рой избыток энергии уносится фотоном, и дисассоциативную рекомбинацию — резонансный процесс, в к-ром избыток энергии идёт на возбуждение иона A_Z и электрон захватывается на к-л. уровне, а затем уже ион A_{Z-1} испускает фотон (подробнее см. *Дисассоциативная рекомбинация*). Процесс фотоионизации (2), стрелка справа налево) включает соответственно прямую ионизацию и возбуждение *автоионизационных состояний*. Вероятность процессов фотоионизации пропорциональна плотности фотонов, а т. к. в обычных условиях без являния мощных внеш. источников излучения с частотой выше пороговой она мала, то в большинстве случаев фотоионизацией в балансе процессов ионизации и рекомбинации можно пренебречь.

Вероятности процессов ионизации электронным ударом и радиац. рекомбинации пропорциональны плотности электронов n_e , а вероятности трёхчастичной ионизации пропорциональна n_e^2 .

Обычно в стационарной плазме баланс процессов ионизации и рекомбинации приводит к И. р., описываемому след. системой ур-ний:

$$n_{Z-1} n_e C_{Z-1}^i = n_Z n_e \chi_Z + n_Z n_e^2 R_Z, \quad (3)$$

где n_Z — плотность ионов с зарядом Z ; C_{Z-1}^i — ср. скорость ионизации иона A_{Z-1} электронным ударом; χ_Z — скорость радиац. рекомбинации с образованием иона A_{Z-1} ; R_Z — скорость трёхчастичной рекомбинации с образованием иона A_{Z-1} . [Указанные скорости соответствуют сечениям процессов (1) и (2), усреднённым по распределению электронов по скоростям, к-рое предпологается максвелловским.]

Как видно из (3), в И. р. плазмы в зависимости от её плотности будет преобладать тот или иной тип рекомбинации.

При высокой электронной плотности трёхчастичная безазлучат. рекомбинация (второй член в правой части (3)) преобладает над радиат. рекомбинацией. В этом случае И. р. обусловлено балансом двух взаимно обратных процессов (1). Использование связи между CZ_{-1} и RZ , вытекающей из принципа детального равновесия (см. *Детального равновесия принцип*), приводит тогда к известной *Saha формуле*, определяющей nZ для низкотемпературной плазмы. Однако для высокотемпературной плазмы ($T \gg 10^6 K$), содержащей многозарядные ионы ($Z \gg 10$), этот случай соответствует электронной плотности $n_e > 10^{23} \text{ см}^{-3}$, превышающей даже плотность твёрдого тела. Обычно же плотность высокотемпературной плазмы на несколько порядков меньше и в ней реализуется противоположная ситуация: преобладают процессы радиат. рекомбинации (при $n_e \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и ниже), а второй член правой части (3) становится несущественным. Действительно, в случае обычных плотностей плазмы вероятность столкновения трёх частиц намного меньше, чем двух, а в случае низких плотностей трёхчастичная рекомбинация — редкое событие и И. р. определяется балансом ударной ионизации и двухчастичной рекомбинации. Это хорошо реализуется в условиях солнечной короны ($n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$), поэтому такое И. р. получило назв. коронального предела. Обозначая

$$pZ = \frac{C_Z}{\alpha Z}, \quad qZ = \frac{nZ}{\sum_j n_j} \quad (4)$$

получим из (3) в случае коронального предела выражение для относит. концентраций ионов:

$$qZ = \frac{\prod_{j=0}^Z p_j}{\sum_{k=0}^{Z-1} p_k}, \quad p_0 = 1. \quad (5)$$

Относит. концентрация ионов не зависит (в явном виде) от плотности электронов. Пример расчёта И. р. для ионов кислорода в этом случае дан на рис. 1. Каждая

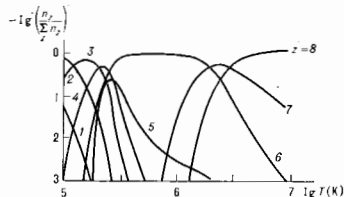


Рис. 1. Относительные концентрации ионов кислорода с различным зарядом ($z=1-8$) в зависимости от температуры при малых значениях плотности электронов (корональный предел).

кривая относит. концентрации и при $Z > 1$ сначала растёт с ростом темп-ры за счёт ионизации ионов с $Z' < Z$, а затем убывает при дальнейшем росте T за счёт ионизации ионов более высокой кратности.

При плотности $n_e > 10^{14} \text{ см}^{-3}$ также можно использовать результат (5), при этом, однако, относит. концентрации ионов уже имеют порядок, зависимость от плотности электронов. Она вызвана столкновением электронов с рекомбинирующими ионами в процессе дисаэлектронной рекомбинации, что приводит к появлению зависимости величин αZ от n_e в (4), т. е. к отклонению от чисто коронального предела. На рис. 2 сопоставлены эксперим. и теоретич. результаты для относит. концент-

рации ионов железа, образующихся в плазме ($T_e \sim \sim 1,3 \cdot 10^6 K$) при фокусировке лазерного излучения на поверхность твёрдого тела [2]. Точки — эксперим. данные. Пунктирная кривая — расчёт в предположении зависимости скорости дисаэлектронной рекомбинации от плотности электронов. Сплошная кривая вычислена с учётом зависимости скорости дисаэлектронной рекомбинации от плотности электронов. Сплошная кривая вычислена

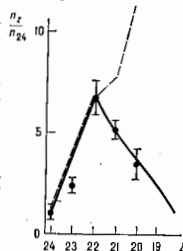


Рис. 2. Относительная концентрация ионов железа в лазерной плазме.

Приведённые результаты относятся к пространственно однородной плазме. При отклонении от однородности в И. р. необходимо учитывать ряд дополнительных факторов. К ним относятся: граничные эффекты, температурная неоднородность плазмы, наличие *кластерных ионов*; в плазме с магн. удержанием — явление диффузии. Сдвиг И. р. может осуществляться и за счёт хим. неоднородности низкотемпературной плазмы. Во всех перечисл. случаях приведённые выше результаты могут применяться в качестве нач. приближения при анализе кинетики плазмы.

Лит.: 1) Ляндау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Статистическая физика*, 3 изд., ч. 1, М., 1976; 2) Велитца и Т. Л. и др., *On the ionization equilibrium in high-temperature plasmas*, «Phys. Ser.», 1981, v. 23, p. 236.

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ — области с новыми, концентрацией заряд. частиц, обычно отделённые от слабо ионизованной или неионизованной среды узкой поверхностью раздела — фронтом волны. Фронт И. в. представляет собой иереходную область, в пределах к-рой происходит резкий скачок концентрации заряж. частиц. Структура волны определяется процессами ионизации и нересоа частиц и энергии. И. в. могут быть как единичными, так и периодическими (т. н. *стратми*), стационарными и движущимися. И. в. наблюдаются в газе, жидкости и твёрдом теле. При электрич. пробое жидкости обычно происходит сначала превращение её в газ, а затем по нему распространяется волна ионизации.

Характерная особенность И. в. заключается в том, что их возникновение и распространение связаны не с нерещением вещества (как это имеет место в упругих волнах), а с нерещением области интенсивной ионизации. Так, напр., локальное возмущение плотности ионов или электронов в плазме ведёт к возникновению *пространственного заряда* и появлению локального электрич. поля, меньшого, в свою очередь, ср. энергию электронов. В связи с этим меняется скорость ионизации и, соответственно, концентрации заряж. частиц. Вся эта цепь процессов ведёт к распространению возмущения, причём возможно чередование положительных и отрицат. отклонений объёмной плотности электронов и др. параметров плазмы от однородного состояния.

И. в. по характеру физ. явлений в переходной области и механизму нерещения во мн. случаях близки к волнам горения и детонации в газовой динамике и отличаются от них механизмом подвода необходимой для ионизации энергии. В волнах горения и детонации источником энергии является энергия хим. реакции, идущая в основном на нагрев и разгон (в волне детонации) газа. В И. в. энергия подводится извне и затем тратится на нагрев и ионизацию газа, а разгона среды обычно не происходит.

Способы подвода энергии очень разнообразны: напр. непосредственное ускорение электронов внеш. электрич. полем до энергий, достаточных для ударной ионизации, лазерное или др. ионизирующее излучение и т. п. Различны и механизмы нерещения фронта ионизации: дрейф в электрич. поле, теплопроводность (электронная

или турбулентная), диффузия (электронная, амбиолантная, турбулентная), перенос излучения и т. н. В зависимости от рода газа, инерт. электрич. и магн. полей и границ системы весьма разнообразны кинетика процессов ионизации и рекомбинации и характер переноса. Отсюда вытекает и разнообразие типов И. в., их свойств, скоростей и направлений их движения. Существуют И. в. с фазовой скоростью, направленной противоположно групповой (т. н. обратные волны); прямые И. в. с фазовой скоростью, большей или меньшей, чем групповой; И. в., направленные в сторону электрич. поля и против него. Периодич. И. в. (страты) наблюдаются в плазмах разнообразного состава при давлениях от 10^{-2} мм рт. ст. до десятков атмосфер. Скорости распространения И. в. также могут меняться в широком диапазоне от нулевой (столые страты) до скоростей, близких к скорости света. Так, напр., распространение И. в., в к-рых электрич. поле направлено по нормали к плоской поверхности фронта ионизации (продольное электрич. поле), а электроны постукают в область перед фронтом за счёт диффузии, происходит со скоростью v_{ϕ} , определяемой в простейшем случае соотношением:

$$v_{\phi} = (1 - kT_e/\epsilon_n) m_e E_0.$$

Здесь T_e — темп-ра электронов перед фронтом И. в., m_e — их подвижность, ϵ_n — энергия ионизации, E_0 — характерное значение напряжённости электрич. поля, определяемое структурой волны. Скорость движения И. в. по холодному газу в перпендиц. электрич. поле E_{\perp} оценивается из выражения: $v_{\phi} = (kT_e/\epsilon_n)^{1/2} \sqrt{kT_e/m_e}$. Здесь $T_e(E_{\perp})$ — темп-ра электронов за фронтом волны, определяемая из баланса энергии электронов в прилегающей доле E_{\perp} , m_e — масса электрона.

Паряду с волнами ионизации, движущимися по холодному газу, существуют т. н. волны вторичного пробоя, распространяющиеся по каналу слабоионизов. газа. Такие волны наблюдаются в возвратном ударе молнии и в экспериментах по наносекундному пробую газа в длинных трубках. Перемещение волн вторичного пробоя связано с нераспределением электрич. поля, обеспечивающего ионизацию. Во фронте ионизации таких волн концентрация заряд. частиц может возрастать на порядки. Скорость волн вторичного пробоя может быть близка к скорости света и оценивается по ф-ле: $v_{\phi} = K\alpha c$, где α — первый коэф. Таунсенда (см. *Электрические разряды в газах*), K — электрич. потенциал, K — численный коэф., определяемый тонкой структурой волны. Обычно скорость волн вторичного пробоя обратно пропорц. давлению. Существуют И. в., движущиеся в электрич. поле по поверхности диэлектрика (*скользящий разряд*).

На характер перемещения И. в. может влиять магн. поле, меняя коэффициенты переноса. Так, напр., в замагн. неравновесной плазме инертных газов с добавкой (присадкой) щелочных металлов при развитии ионизации, неустойчивости возникают т. н. магн. страты, природа к-рых связана с аннотированной флукуацией джоулева тепловыделения, переноса тепла и процессов ионизации. В такой плазме в магн. поле паряду с И. в., движущимися по холодному газу, могут существовать также волны ионизации и рекомбинации присадки, перемещающиеся по частично ионизованному газу, но к-рому протекает электрич. ток. Для таких волн из-за *Холла эффекта* ток может течь не параллельно фронту волны, и суммарная скорость перемещения И. в. в этом случае вызывается как теплопроводностью (диффузией), так и конвективными механизмами. Если бы конвективная скорость носителей была постоянной перед фронтом и за ним, то скорость движения И. в. складывалась бы из скорости движения фронта и конвективной скорости носителей. Но конвективные скорости за фронтом ионизации и перед ним различны, т. к. нелинейно зависит от концентрации носителей. Если под действием диффуз. механизма волна всегда стремится

распространяться в сторону более низкой концентрации, то при наличии конвекции носителей результирующая скорость может быть направлена как в сторону увеличения концентрации (тогда наблюдается волна рекомбинации присадки), так и в сторону понижения концентрации (волна ионизации присадки).

Лит.: Шелестов А. В., Страты, «УФН», 1968, т. 94, с. 439; Шварц Л. Д., Ионизационные волны (страты) в разрядной плазме, там же, с. 463; Недоспасов А. В., Хаит В. Д., Колбаши и неустойчивости низкотемпературной плазмы, М., 1973; Ланда П. С., Мисеняков Г. А., Погожарев Ю. В., Ионизационные волны в низкотемпературной плазме, «УФН», 1980, т. 132, с. 604; Уткиевич И. М., Синкевич О. А., Волны и неустойчивости в низкотемпературной плазме, в кн.: Итоги науки и техники, сер. «Механика жидкости и газа», т. 14, М., 1984.

О. А. Синкевич

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ — итери энергии заряженной частицей при прохождении через вещество, связанные с возбуждением и ионизацией его атомов. Удельные И. п. ($-d\mathcal{E}/dx$), где \mathcal{E} — кинетич. энергия частицы, называют тормозной способностью вещества. Они определяются как ср. энергия, потерянная частицей на единице длины пути. И. п. являются частью (для частиц тяжелее электрона преобладающей) общих электромагнитных итери энергии, включающих также радиационные потери, Черенкова — Вавилова излучение и переходное излучение. И. п. складываются из дискретных порций передач энергии атомам среды в отдельных столкновениях. В результате энергия частицы монотонно уменьшается, что приводит к её торможению, а при большой толщине вещества (или малой \mathcal{E}) и к полной остановке.

Различают полные, ограниченные и вероятные И. п. Полные И. п. отвечают любым передачам энергии в отдельных элементарных актах столкновений вплоть до максим. кинематически возможного предела $T_{\text{макс}}$. Полные удельные И. п. заряженных частиц тяжелее электрона (в г/см²) являются ф-лой Бете—Влоха:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dx} = A_0 \frac{z^2}{\beta^2} \frac{1}{A} \left[\ln \frac{2mc^2\beta^2\gamma^2 T_{\text{макс}}}{I} - \beta^2 - U - \delta \right]. \quad (1)$$

Здесь $A = 0,1536 \text{ МэВ} \text{ г}^{-1} \text{ см}^2$, z — заряд частицы в ед. заряда электрона, $\beta = v/c$ (v — скорость частицы), $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор, Z и A — атомный по-

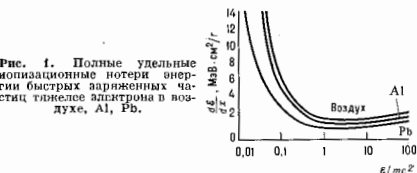


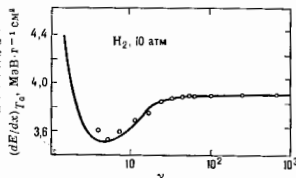
Рис. 1. Полные удельные ионизационные потери энергии быстрых заряженных частиц тяжелее электрона в воздухе, Al, Pb.

мер и массовое число вещества, m — масса электрона, I — ср. ионизационный потенциал, U — поправка, учитывающая связь атомных K и L -электронов, существ. вена при малых β , δ — поправка на поляризацию среды ал-магн. полем частицы при $\beta \rightarrow 1$ (т. н. эффект плотости). В случае электронов и положительных формула (1) усложняется, так как учитывает тождественность налетающего и атомных электронов и др. При высоких энергиях полные удельные И. п. имеют минимум (при $\gamma \approx 3-4$) и далее испытывают логарифмический релятивистский подъём, к-рый замедляется (но не прекращается) начиная с $\gamma \approx 1/\omega_{\text{и}}$ ($\omega_{\text{и}}$ — плазменная частота среды), где вступает в действие поправка на эффект плотности. Полные удельные И. п. слабо зависят от состава вещества и в минимуме И. п. близки к $2 \text{ МэВ г}^{-1} \text{ см}^2$ (рис. 1). Именно они определяют ионизационный пробег тяжёлых частиц в веществе:

$$R = \int_0^{\mathcal{E}} d\mathcal{E} (-d\mathcal{E}/dx).$$

Ограниченные удельные И. п. отвечают ограничению передачу энергии в соударениях значением $T_0 < T_{\text{макс}}$. Ограничение связано с условиями наблюдения, напр. с ограничением пробега электронов ионизации в трековом детекторе шириной электрода. Ограниченные удельные И. п. для всех частиц описываются выражением, сходным с (1) с заменой $T_{\text{макс}}$ на T_0 , а $-\beta^2$ на $-\beta^2$, к-рое

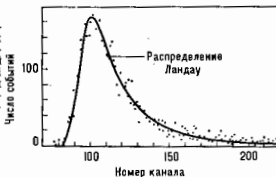
Рис. 2. Ограниченные удельные ионизационные потери энергии быстрых заряженных частиц в водороде при давлении 10 атм ($T_0 = 0,12$ МэВ).



справедливо при $T_0 \gg I_K$, где I_K — ионизационный потенциал K -оболочки атома. При высоких энергиях относительный рост ограниченных удельных И. п. прекращается начиная с $\gamma \approx I/\hbar\omega_0$, и они выходят на т. н. плато Ферми (рис. 2). К ограниченным И. п. близко понятие линейной передачи энергии (ЛПЭ), используемое в дозиметрии ионизирующих излучений.

И. п. испытывают заметные флуктуации, к-рые складываются как из нуасоновых флуктуаций числа столкновений заряженной частицы, так и разброса передачу энергии в каждом отдельном соударении (рис. 3). Форма

Рис. 3. Распределение ионизационных потерь энергии ионов $65,3$ МэВ в слое Si толщиной $2,16$ мм (главная кривая — распределение Ландау).



распределения И. п. зависит от толщины слоя вещества. Распределения И. п. в толстых слоях вещества были впервые рассчитаны Н. Бором, а в тонких $J. Д. Ландау$ и неоднократно уточнялись для слоев промежуточной и очень малой толщины. Максимум распределения И. п. отвечает т. н. вероятным И. п., к-рые обычно измеряют с помощью пропорциональных детекторов. Вероятные И. п. зависят от толщины слоя вещества и изменяются с энергией подобно ограниченным И. п. Измерения вероятных И. п. в многослойных пропорциональных камерах и дрейфовых камерах используются в физике высоких энергий для идентификации быстрых заряженных частиц.

Лит.: Стародубцев С. В., Романов А. М., Прохождение заряженных частиц через вещество, Таш., 1962; J. J. J. F., Proton range energy tables 1 keV—10 GeV, pt 1—2, *Atom. Data and Nucl. Data Tables*, 1982, v. 27, p. 147; Steinhilber R. M., Verger M. J., Selte S. M., там же, 1984, v. 30, p. 261; Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988, Г. И. Мерзон.

ИОНИЗАЦИОННЫЙ КАЛОРИМЕТР (снектронетр полного поглощения) — прибор для измерения энергии частиц (адронов, электронов, фотонов), основанный на полном поглощении в толстом слое вещества энергии как первичной частицы, так и всех частиц, образующихся при её взаимодействии с веществом.

Принцип действия. В результате взаимодействия с веществом первичная частица сравнительно быстро расстрачивает всю энергию на образование большого числа вторичных частиц и, в конечном счёте, на ионизацию. Ионизация (число пар ионов) может быть измерена разл. детекторами. Независимо от природы вторич-

ных заряд. частиц и их энергии на образование одной пары ионов в веществе тратится определ. энергия W (см. *Ионизационный потенциал*), так что полная энергия частицы, попавшей в И. к., равна:

$$E_0 = W \int_0^{x_0} I(x) dx. \quad (1)$$

Здесь I — число пар ионов, образованных частицами — продуктами взаимодействия на глубине x . Необходимая толщина вещества x_0 определяется условием полного поглощения энергии первичной и всех вторичных частиц.

В случае попадания в И. к. адрона или γ -кванта в вещество И. к. развивается электронно-фотонный каскад (ЭФК). Занисмостью $I(x)$ (каждый шаг кр и в а н) имеет один максимум (кривая I , рис. 4). Длина ЭФК достигает десятков радиц. единиц (1 радиц. единица — путь t_0 , на к-ром поток электронов фиксированной энергии из-за тормозного излучения ослабляется в e раз: $t_0 = 67$ см в графите, 2 см в Fe; 0,32 см в U).

При попадании в И. к. адронов высокой энергии процесс диссипации энергии происходит в 2 этапа; вначале адрон при столкновении с ядром рождает мезоны (π , K и др.) и выбивает из ядра нуклоны. Затем происходит развал ядра-мишени, при к-ром испускаются сильно ионизирующие частицы (протоны и осколки ядер). Т. к. налетающий адрон, как правило, сохранен значит. часть энергии (в среднем $\sim 1/2$), процесс повторяется, что приводит к развитию т. н. ядерной лог к а с к а д а. Вторичные адроны также создают своих каскады. В каждом акте значит. доля энергии (15—20%) передается π^+ -мезонам (см. *Пи-мезоны*). В результате серии последовательных взаимодействий π^+ -мезона (а затем фотоном и электронами) при энергии первичного адрона $E_0 = 100$ ГэВ передается до 75—85% его энергии. Остальная энергия передается сильно ионизирующим частицам. В плотном веществе лишь незначит. доля энергии уходит мюонами и нейтрино [1]. Часть энергии расходуется на разрушение ядерных связей при распаде ядер и не регистрируется. Однако при высокой энергии E_0 доля термой (не регистрируемой) энергии пренебрежимо мала.

В результате ядерно-каскадной кривая (2, рис. 1) представляет собой суперпозицию последовательных ЭФК. Длина ядерного каскада составляет неск. т. н.

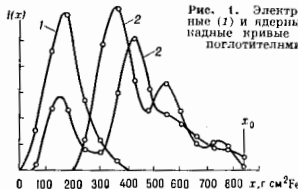


Рис. 1. Электронно-фотонные каскадные кривые в И. к. с поглотителями из Fe.

пробегов ядерного взаимодействия λ (λ — путь, на к-ром поток адронов фиксированной энергии E_0 ослабляется в e раз; $\lambda = 86$ г/см² = 39 см в графите, 132 г/см² = 16,8 см в Fe, 194 г/см² = 17,4 см в Pb). Адронные каскады в поглотителе И. к. флуктуируют как по форме, так и по глубине. Это обусловлено флуктуациями энергии, передаваемой π^+ -мезонам, соотношением между длиной ЭФК и λ , а также распределением точек последовательных взаимодействий адронов [2].

Усреднённая зависимость $I(x)$ имеет 1 максимум и после него может быть описана ф-лой:

$$\langle I(x) \rangle \sim \exp[-\beta(x)z]. \quad (2)$$

Здесь $\beta(x)$ — доля энергии, передаваемая π^- -мезонам и сильно ионизирующим частицам на единицу пути. При $\epsilon_0 \approx 10^4$ ГэВ это гл. обр. потери на образование π^- -мезонов ($\beta \approx 0,15 - 0,2$ для нуклонов) и каскад поглощается в e раз на длине $(5+6)\lambda$, для пionsов $(3-4)\lambda$. На глубинах $x \gg (2-3)\lambda$ большая часть энергии содержится в пionsах, и поглощение каскада определяется ими. По мере уменьшения энергии ϵ_0 всё большая её часть уходит на образование сильно ионизирующих частиц и поглощение убывает. При $\epsilon_0 \sim 200 - 400$ ГэВ каскад поглощается на длине 2λ , при меньших энергиях $\sim \lambda$. Поперечный размер каскада при $\epsilon_0 \gg 100$ ГэВ близок к r_0 . При 10 ГэВ заметную роль играют нейтроны, образовавшиеся при ядерных расщеплениях. При этом более 90% энергии поглощается в радиусе $r \sim 0,5 \lambda$.

Форма каскадных кривых даёт возможность установить природу поппавшей в И. к. частицы (ЗФН значительно короче ядерных). Особенно велика разница формы в случае Pb, W или U, где $r_0 \ll \lambda$.

Типы и характеристики И. к. Применяются как гомотипные И. к., состоящие из толстого слоя сцинтиллятора, так и слоистые структуры, где слой поглощается чередуются с детекторами (чаще). В первом случае измеряется сразу полная ионизация, во втором суммируются ионизации на глубинах x_i , где расположены детекторы. В качестве поглощающего вещества используются графит, мрамор, бетон, Pb, латунь, Fe. Толщина слоя между детекторами выбирается из условия надёжной интерполяции каскадной кривой между слоями i и $i+1$ (неск. τ_0). Полная толщина x_0 вещества в И. к. зависит от скорости поглощения ядерного каскада. При $\epsilon_0 = 100 - 500$ ГэВ $x_0 \approx (7-8)\lambda$. Поэтому полное число слоёв детекторов в И. к. определяется соотношением τ_0 и λ . Оптимальное число слоёв детекторов (15-30) осуществляется с поглотителем из Fe. В И. к. с более лёгкими поглотителями число детекторов меньше, но сильно растёт τ_0 . Наиб. компактны И. к. из Pb, W или U, но они требуют большего числа слоёв детекторов.

В качестве детекторов применяются полупроводниковые детекторы, ионизационные камеры, пропорциональные камеры, черенковские счётчики, сцинтилляционные детекторы. В экспериментах с космич. лучами используются ионизац. камеры, что позволяет рассчитать абс. калибровку И. к. [4]. В экспериментах на ускорителях необходимы более быстрые детекторы (см. Комбинированные системы детекторов).

Энергич. разрешающая способность И. к. со сцинтилляционными детекторами (900 г/см² Fe, 30 слоёв детекторов) $\Delta\epsilon/\epsilon \sim 12-13\%$ при $\epsilon_0 \sim 200-300$ ГэВ и изменяется $\sim \epsilon^{-1/2}$. При низких энергиях высокое разрешение может быть достигнуто увеличением числа детектирующих слоёв. Наилучшее разрешение достигается в гомогенных И. к. ($\sim 10\%$ при $\epsilon_0 \sim 10$ ГэВ; $\sim 20\%$ при $\epsilon_0 \sim 1$ ГэВ).

Пространств. разрешение И. к. определяется длиной τ_0 и типом детектора. Пропорциональные камеры или др. детекторы с высоким пространств. разрешением и толщиной детектирующего промежутка $\sim \tau_0$ позволяют получить пространств. разрешение в уравном И. к. $\sim 1-3$ м (измеряется поперечное распределение ионизации).

Практические применения. Первый И. к. был создан в 1957 на Памире для исследования космич. адронов, электронов и фотонов с $\epsilon_0 \approx 60-1000$ ГэВ. Он содержал 109 ионизац. камер [3]. В дальнейшем И. к. с $x_0 \approx (7-10)\lambda$ и 20-30 слоями ионизац. камер применялись в сочетании с камерами Вильсона, искровыми камерами, годокопиями, системами счётчиков и с ядерными фотомульсиями (рис. 2). Они использовались в экспериментах в горах и на искусств. спутниках Земли («Протоя», «Интеркосмос» и др.). С помощью И. к.

были исследованы спектры первичных космических частиц до $\epsilon_0 \sim 10^6$ ГэВ и спектры нек-рых ядр с $\epsilon_0 \leq 10^6$ ГэВ, а также взаимодействие адронов с разл. ядрами (см. Космические лучи).

И. к. используются при исследовании слабой взаимодействия. При взаимодействии нейтрино $\nu_i (\nu_i = e, \mu)$ с ядрами происходят реакции с заряженными токами

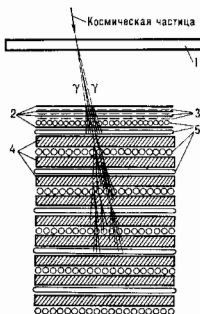


Рис. 2. Схема ионизационного calorиметра в сочетании с ядерными фотомульсиями: 1 — мишень, в которой происходит взаимодействие космической частицы с ядром, приводящее к появлению u -квантов высокой энергии; 2 — слой Pb, в котором u -кванты порождают электрон-фотонные каскады; 3 — фотомульсия, регистрирующая треки заряженных частиц; 4 — слой Fe, тормозящий заряженные частицы; 5 — ионизационные камеры.

$\nu_i + A \rightarrow l_i + \chi_n$ (где A — ядро, l_i — заряд. лептон, χ_n — система вторичных адронов) и реакции с нейтральными токами $\nu_i + A \rightarrow \nu + \chi_n$. Первые происходят в результате обмена W^+ -бозонами, вторые — Z^0 -бозонами (см. Электрослабое взаимодействие, Промежуточные векторные бозоны). Т. к. сечение взаимодействия нейтрино с ядрами мало, то мишень должна иметь массу в десятки и сотни тонн. В такой мишени происходит почти полная диссипация энергии вторичных частиц, т. е. она может служить поглотителем И. к., к-рый позволяет одновременно измерить характеристики вторичных частиц. Такая мишень — calorиметр реализована, напр., в эксперименте, цель к-рого — исследование свойств нейтральных и заряд. токов (сотрудничество ЦЕРН — Гамбург — Амстердам — Рим-Москва).

Установка включает мишень-calориметр из мрамора (поглотитель) и тороидальный магнит из Fe, к-рый служит для измерения импульса рождающихся на ядрах поглотителя мюонов по их отклонению в магн. поле (общая длина установки 20 м, сечение 3×3 м²). Высокое пространств. разрешение обеспечивается сложной структурой детекторных слоёв, состоящих из сцинтилляционных счётчиков, пропорциональных и стримерных камер (рис. 3). При исследовании нейтральных токов необходимо определять импульс p_ν и угол вылета θ_ν вторичного нейтрино. Практически измеримыми являются энергия ϵ_ν и угол вылета θ_ν адронной системы. В эксперименте использовался лучок нейтрино с фиксированной энергией ϵ_0 . Величины ϵ_ν , p_ν , θ_ν связаны с ϵ_0 , θ_ν , p_ν , ϵ_ν соотношениями:

$$p_\nu^2 = \epsilon_\nu^2 \sin^2 \theta_\nu + (\epsilon_0 - \epsilon_\nu \cos \theta_\nu)^2; \\ \text{tg } \theta_\nu = p_\nu \sin \theta_\nu / (\epsilon_0 - p_\nu \cos \theta_\nu); \\ \epsilon_\nu = \epsilon_0 - \epsilon_\nu.$$

В случае заряд. токов ν_e и p_e измеряются непосредственно.

Точка взаимодействия нейтрино с веществом определяется с помощью дрейфовых и стримерных камер, энергия адронов ϵ_ν — с помощью сцинтилляционных счётчиков, а угол θ_ν по распределению амплитуд сигналов сцинтилляционных счётчиков в поперечном направлении. Линия, соединяющая точку взаимодействия с

максимумами ионизации в каждом ряду детекторов, даёт направление результирующего импульса адронов P_a [5].

Наиб. развития И. к. достигли в экспериментах на ускорителях со встречными пучками (к о л а й д е - а

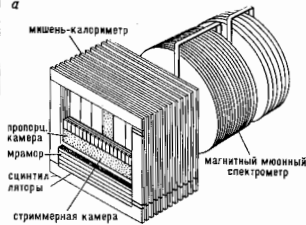
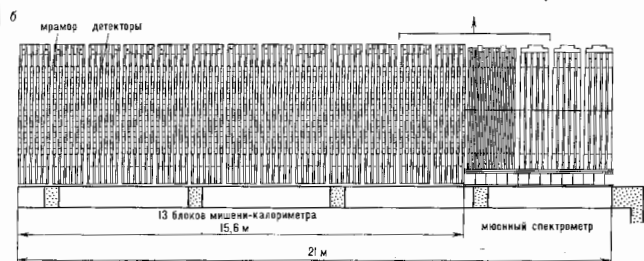


Рис. 3. Установка для исследования слабого взаимодействия в системе UA-1 (ЦЕРН): а — общий вид; б — сечение.



р а х). Здесь применяются системы И. к. для измерения энергии адронов, электронов и фотонов в пределах всего телесного угла. Одна из таких систем UA-1 (ЦЕРН), предназначенная для изучения взаимодействия протонов p и антипротонов \bar{p} , была использована для открытия W^\pm - и Z^0 -бозонов. Установка содержит 108 И. к.

При столкновении p и \bar{p} кварк d и антикварк \bar{u} , напр., могут породить W^- -бозон, который затем распадается на e^- и $\bar{\nu}_e$. Остальные кварки вместе с антикварковыми парами (рождёнными из вакуума) дают начало

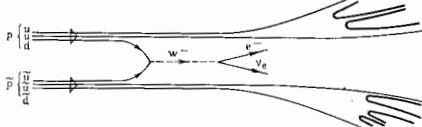


Рис. 4. Рождение W -бозона при столкновении $p\bar{p}$.

струям адронным, летящим вдоль оси столкновений $p\bar{p}$ (рис. 4). Аналогично рождаются и Z^0 -бозоны.

Центр. часть установки (центр. детектор) представляет собой дрейфовую камеру в магн. поле, к-рая позволяет восстановить траектории частиц, рождающихся при столкновении $p\bar{p}$, и определить их импульсы. Центр. детектор вдоль своей длины (6 м) окружен 48 полуцилиндрич. электрофотоумными И. к., в к-рых поглощаются электроны, позитроны и фотоны и к-рые измеряют энергию этих частиц. Они состоят из слоев сцинтиллятора и Pb. Энергичные адроны проникают через них в адронный калориметр, к-рым слу-

жит железное ядро магнита, прослоённое 16 слоями сцинтилляторов. Обе системы И. к. измеряют энергию адронов. Вся установка (UA-1) окружена 8 слоями дрейфовых камер — мюонных детекторов (рис. 5).

Вероятности рождения W^\pm и Z^0 -бозонов очень малы: доля процесса $p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + \text{адроны}$ порядка 10^{-8} , а доля процесса $p + \bar{p} \rightarrow Z^0 + \text{адроны}$ порядка 10^{-9} от

полного числа процессов, идущих при столкновении p и \bar{p} . При идентификации W^\pm -бозонов рассматривались события, в к-рых возникла электрон (позитрон) с большим поперечным импульсом. Электроном считалась одиночная заряд. частица, зарегистрировавшая центр. детектором, энергия к-рой (~ 40 ГэВ) полностью зарегистрирована в электрофотоумном И. к., а профиль каскада соответствовал ЭФК. При этом энергия, выделенная в И. к., совпадает с измеренной в центр. детекторе.

Др. характерным признаком распада $W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$ является отсутствие баланса поперечной энергии, что

указывает на вылет нейтрино в направлении, противоположном направлению вылета электрона. Из установок нейтрино исчезает бесследно, все остальные частицы либо останавливаются в И. к. (электрон, фотон, адрон), либо оставляют в ней след (мюоны). Оба признака в сочетании с оценкой массы системы электро-нейтрино указывали на существование W^\pm -бозона.

Z^0 -бозон обнаружен по измеренной инвариантной массе двух наблюдаемых пар $\mu^+\mu^-$ или e^+e^- . В последнем случае для определения массы Z^0 -бозона используются калориметрич. данные об энергии электрона и позитрона [6].

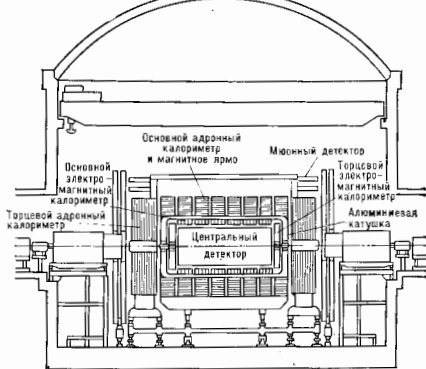


Рис. 5. Установка UA-1 на коллайдере.

Лит.: 1) Murzin V. S., Principles and application of the ionization calorimeter, in: Progress in elementary particle and cosmic ray physics, v. 9, Amst., 1987; 2) Демьянов А. И., Муралин В. С., Сарычев А. П., Наблюдение над процессом в полном веществе, М., 1977; 3) Григоров Н. П., Муралин В. С., Работы И. Д. Метод измерения энергии частиц в области масс 10^{11} эВ, ЖЭТФ, 1958, т. 34,

с. 506; 4) Мурзин В. С., Сарычева Л. И., Космические лучи и их взаимодействие, М., 1968; 5) Вегг А. и др., The central calorimeter of the A2 experiment at the CERN pp collider, «Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research», 1984, v. A224, p. 360; 6) Fabjan С. W., Lundlam T., Calorimetry in high-energy physics, «Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.», 1982, v. 32, p. 335; 7) A1 Brog M. G., Issues of calorimetry, «Nucl. Phys.», 1987, v. A 481, p. 417.

ИОНИЗАЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ — энергия ионизации, сделанная на величину заряда электрона e . И. п. равен ускоряющей разности потенциалов V , к-рую нужно приложить, чтобы сообщить электрону энергию eV , достаточную для ионизации атома (или молекулы) при их соударении. Значения И. п. для нейтрального атома и его ионов различны. Чаще всего под значением И. п. понимают И. п. нейтрального атома из осн. состояния. См. *Энергия ионизации*.

ИОНИЗАЦИЯ — превращение электрически нейтральных атомных частей (атомов, молекул) в результате удаления из них одного или неск. электронов в положит. ионы и свободные электроны. Ионизируются могут также и ионы, что приводит к повышению кратности их заряда. (Нейтральные атомы и молекулы могут в особых случаях и присоединять электроны, образуя отрицательные ионы.) Термином «ИЗ» обозначают как элементарный акт (И. атома, молекулы), так и совокупность множества таких актов (И. газа, жидкости). Осн. механизмами И. являются следующие: столкновение в твердой и газ. (соударения с электронами, ионами, атомами); И. светом (фотоионизация); ионизация полем; И. при взаимодействии с поверхностью твёрдого тела (*поверхностная ионизация*); ниже рассматриваются первые два типа И.

Столюповская ионизация является важнейшим механизмом И. в газах и плазме. Элементарный акт И. характеризуется афф. сечением ионизации σ_i [см²], зависящим от сорта сталкивающихся частиц, их квантовых состояний и скорости относительного движения. При анализе кинетики И. используются понятия скорости И. $\langle \sigma_i(v) \rangle$, характеризующей число ионизаций, к-рое может произойти одна ионизующая частица в 1 с:

$$\langle \sigma_i(v) \rangle = \int v F(v) \sigma_i(v) dv \quad [\text{см}^3/\text{с}]. \quad (1)$$

Здесь v — скорость относит. движения и $F(v)$ — ф-ция распределения по скоростям ионизующих частиц. Вероятность ионизации w_i данного атома (молекулы) в единицу времени при плотности N числа ионизующих частиц связана со скоростью И. соотношением

$$w_i = N \langle \sigma_i(v) \rangle \quad [1/\text{с}].$$

Определяющую роль в газах и плазме играет И. электроновым ударом (столкновением со сво-

Рис. 4. Ионизация атома и молекулы водородом электронным ударом: 1 — атом И; 2 — молекула Н₂ (энергии ионизации в атомных единицах); 3 — атом И (теоретический расчёт, приближение Борна); 4 — расчёт [2].



бодными электронами). Доминирующим процессом является одноэлектронная И. — удаление из атома одного (обычно внеш.) электрона. Кинетич. энергия ионизующего электрона при этом должна быть больше или равна энергии связи электрона в атоме. Мин. значение кинетич. энергии ионизующего электрона наз. порогом (границей) ионизации. Сечение И. атомов, молекул и ионов электронным ударом равно нулю в пороге, возрастает (приблизительно но линейному закону) с ростом кинетич. энергии, достигает макс. значения при энергиях, равных нескольким (2—5) пороговым значе-

ниям, а затем убывает с дальнейшим ростом кинетич. энергии. Положение и величина макс. сечения зависят от рода атома. На рис. 1 приведены ионизацион. кривые (зависимости сечения И. от энергии) для атома и молекулы водорода. В случае сложных (многоэлектронных) атомов и молекул возможно наличие неск. максимумов в зависимости сечения от энергии. Повышение дополнит. максимумов сечения в области энергий столкновения между порогом ионизации и энергией, соответствующей осн. максимуму, связано обычно с интерференцией прямой И. с возбуждением одного из дискретных состояний (и последующей И. последнего) в одном и том же акте столкновения. На рис. 2 виден такой дополнит. максимум на нач. части ионизацион. кривой для Zn. Дополнит. максимумы в области энергий, превышающих значение, соответствующее осн. максимуму сечения, объясняются возбуждением *автоионизационных состояний* либо И. внутр. оболочек атома. Последние процессы можно рассматривать независимо, поскольку их вклад в И. связан с др. электронными оболочками атома.

Наряду с одноэлектронной И. возможно удаление двух и более электронов в одном акте столкновения при условии, что кинетич. энергия больше или равна соответствующей энергии И. Сечение этих процессов в неск. раз (для двух- и трёхэлектронных) явля неск. порядков величины (для многоэлектронных процессов) меньше сечений одноэлектронной И. Поэтому в кинетике И. газов и плазмы осн. роль играют процессы одноэлектронной И. и одноэлектронного возбуждения автоионизацион. состояний.

Сечение И. атома или иона электронным ударом может быть представлено в виде:

$$\sigma_i = \pi a_0^2 \left(\frac{R}{\mathcal{E}_i} \right)^2 \frac{n_i}{2l+1} \Phi(u), \quad (2)$$

где $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см — *Борра радиус*; $R = 13,6$ эВ — т. н. ридбергова единица энергии, равная энергии И. атома водорода из осн. состояния (см. *Ридберга постоянная*); \mathcal{E}_i — энергия И. рассматриваемого состояния атома или иона; n_i — число эквивалентных электронов в оболочке атома; l — значение орбитального момента нач. состояния электрона; величина $u = (\mathcal{E} - \mathcal{E}_i)/\mathcal{E}_i$ есть разность кинетич. энергии налетающего электрона \mathcal{E} и порога ионизации \mathcal{E}_i , выраженная в единицах \mathcal{E}_i . Ф-ция $\Phi(u)$ вычислена и табулирована для большого количества атомов и ионов в [3]. При больших энергиях налетающего электрона $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_i$ применяется *возмущенная теория* первого порядка (т. н. *борновское приближение*). В этом случае для И. атома водорода из осн. состояния ф-ция

$$\Phi(u) = \frac{0,570}{u-1} \ln \frac{u+1}{0,012}, \quad u > 1. \quad (3)$$

В областях малых и средних энергий налетающего электрона ($u \leq 1$) важнейшим эффектом, влияющим на величину σ_i , является эффект обмена, связанный с тождественностью налетающего и выбитого из атома электронов [2]. Расчёт σ_i одноэлектронной И. в рамках теории возмущений с учётом эффекта обмена приводит к удонстворит. согласно с экспериментом для большинства атомов и ионов [2—4].

Усовершенствование (и уяснение) методов расчёта позволяет описать детальную структуру ионизацион. кривых, а также распределение освободившихся электронов по энергии и углу рассеяния (т. н. дифференциал. сечения).

Указанная выше скорость И. (1) в предположении максималеского распределения электронов по скоростям может быть представлена в виде

$$\langle v \sigma \rangle = 10^{-16} \left(\frac{R}{\beta} \right)^{3/2} \frac{n_i}{2I+1} e^{-\beta G(\beta)}, \quad [\text{см}^3/\text{с}] \quad (4)$$

где $\beta = \epsilon_i/kT$, T — темп-ра ионизирующих электронов. Ф-ция $G(\beta)$ вычислены и табулированы в [3] для большого числа атомов и ионов. Как видно из формул (2) и (4), с повышением заряда иона Z ($\epsilon \propto Z^2$) сечение И. убывает пропорц. Z^{-4} , а скорость И. $\propto Z^{-3}$.

С повышением энергии падающего электрона энергетически возможно выживание одного из электронов

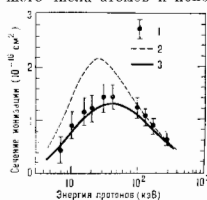


Рис. 3. Ионизация атома водорода протоном: 1 — экспериментальные данные; 2 — расчёт в приближении Боржа; 3 — расчёт [7].

внутр. оболочек (K, L, \dots) многоэлектронных атомов (или ионов). Соответствующие сечения и скорости И. описываются также ф-лами (2) и (4). Однако создание вакансии во внутр. оболочке приводит к образованию автоионизац. состояния атома, к-рое неустойчиво и распадается с удалением из атома одного или неск. электронов и излучением фотонов (*оже-эффект*). Но сечения этого процесса много меньше сечений И. внеш. оболочек, поэтому в плазме доминирующим механизмом образования многозарядных ионов является последствие в атомной И. внеш. оболочек.

В плотных газах и при высококинетических потоках бомбардирующих частиц, обладающих кинетич. энергией $\langle \epsilon_i \rangle$, возможна т. п. ступенчатая И. В первом соударении атомы переводятся в *возбужденное состояние*, а во втором соударении ионизируются (двухступенчатая И.). Ступенчатая И. возможна только в случаях столь частых соударений, что частица в промежутке между

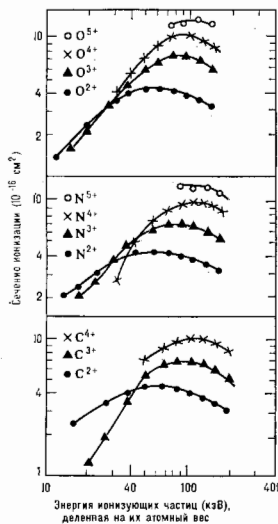


Рис. 4. Экспериментальные данные по ионизации атомов водорода, многозарядными ионами углерода, азота и кислорода [9].

двумя соударениями не успевает потерять (излучить) энергию, напр. если атомы ионизируемого вещества обладают *метастабильными состояниями*.

Ионизация молекул электронным ударом отличается от И. атомов большим числом разл. процессов. Если молекулярная система, остающаяся после удаления электрона, оказывается устой-

чивой, образуется молекулярный ион; в противном случае система диссоциирует с образованием атомных ионов. Число возможных процессов И. с *диссоциацией молекулы* возрастает с увеличением числа атомов в молекуле и в случае многоатомных молекул приводит к образованию большого числа оксодочных ионов. Наб. детально экспериментально и теоретически изучена И. двухатомных молекул. Из рис. 1 видно, что при больших энергиях электрона (в области борновского приближения) ионизац. кривые для молекулы H_2 (2) и для атома H (1) отличаются примерно в два раза, что соответствует различию в числе электронов.

Ионизация атомов в столкновениях с ионами и др. атомами эффективна при кинетич. энергии сталкивающихся частиц ~ 100 эВ и выше. При меньших энергиях сечения крайне малы и в области порога И. ($\epsilon = \epsilon_i$) экспериментально не наблюдались. Сечения И. атомов протонами (рис. 3) и др. ионами (рис. 4) качественно подобны сечениям И. электронным ударом в масштабе скоростей относительно движения сталкивающихся частиц. И. максимально эффективна, когда скорость относительного движения порядка скорости орбитальных электронов, т. е. при энергиях ионизирующих ионов в десятки кэВ (для И. из осн. состояния атомов). Эксперимент и расчёт показывают, что макс. значение сечения И. атома ионами растёт с ростом заряда иона пропорц. величине заряда. При меньших скоростях механизмы И. усложнены образованием квазиимпульсов в процессе столкновения, т. е. перераспределением электронов между ядрами сталкивающихся атомных частиц. Это может приводить к появлению дополнительных максимумов в области малых скоростей.

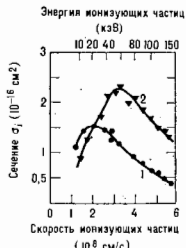


Рис. 5. Ионизация молекулярного водорода атомами водорода (кривая 1) и протонами (кривая 2).

И. атомов и молекул в столкновениях с нейтральными атомами объясняется теми же механизмами, что и в столкновениях с ионами, однако, как правило, количественно менее эффективна. На рис. 5 приведены для сравнения ионизац. кривые для ионизации молекулярного водорода атомами водорода и протонами.

При взаимодействии атомных частиц электроны могут удаляться не только из частиц-мишеней, но и из бомбардирующих частиц (явление «обдирки» быстрых ионов или атомов при прохождении через газ или плазму). Падающие атомы ионы могут также захватывать электроны от ионизируемых частиц — т. п. *перезарядка ионов*.

«Квазиимпульсный» характер процессов столкновения атомных частиц при малых скоростях может приводить к более эффективному, чем в электронных столкновениях (при тех же скоростях), образованию ионов с зарядом больше единицы.

Сечения ионизац. столкновит. процессов экспериментально исследуются в скрещенных пучках с использованием техники совпадений. Такой метод является наиб. точным и даёт детальную картину влечения дифференц. и полных сечений и их зависимости от ф-ции параметров. Скорости И. могут быть с хорошей точностью получены спектроскопич. методом при исследовании излучения хорошо диагностированной плазмы (см. *Диагностика плазмы*). При этом необходимо иметь надёжные данные о темп-ре (ф-ция распределения) частиц и их плотности. Этот метод успешно применяется для исследования И. многозарядных ($Z \geq 10$) ионов электронным ударом.

Ионизация светом (фотоионизация) — процесс И. атомных частиц в результате поглощения фотонов. В слабых световых полях происходит одноквантовый И. В световых полях высокой интенсивности возможна *многофотонная ионизация*. Напр., частота лазерного излучения обычно недостаточна для того, чтобы поглощение одного фотона вызвало И. Однако чрезвычайно высокая плотность потока фотонов в лазерном луче делает возможной многофотонную И. Экспериментально в разреженных парах щелочных металлов наблюдалась И. с поглощением 7—9 фотонов.

В отличие от И. в столкновениях, сечение И. фотоном не равно нулю в пороге И., а обычно максимально и падает с ростом энергии фотона. Однако возможные максимумы в ионизационной кривой и вне порога И. в зависимости от строения атомов. На рис. 6 приведена зависимость сечения фотоионизации для атомов Na и Li.

Для атома водорода и водородоподобных ионов существует точная теория процессов фотоионизации. Эфф. сечение фотоионизации из осн. состояния равно

$$\sigma_{\phi} = \frac{2^9 \pi^4 \alpha}{3 Z^2} \left(\frac{\omega_r}{\omega} \right)^4 \frac{\exp(-4\pi \kappa \epsilon r \kappa)}{1 - \exp(-2\pi \kappa)} \frac{a_0^2}{a_0^2}, \quad (5)$$

где $\alpha = 1/137$ — *тонкой структуры постоянная*, ω_r — граничная частота фотоионизации, ω — частота фотона и $\kappa = \sqrt{\omega(\omega - \omega_r)}$. Для атома водорода $\omega_r = \pm 109678,758 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \approx 1216 \text{ \AA}$). (В спектроскопии частота часто дается в «обратных см, т. е. $\sim 1/\lambda$).

Вблизи границы фотоионизации ($\omega - \omega_r \ll \omega_r$)

$$\sigma_{\phi} = \frac{2\pi^4}{3} \left(\frac{4}{2,72} \right)^4 \frac{\alpha}{Z^2} \left(\frac{\omega_r}{\omega} \right)^{8/3} a_0^2, \quad (6)$$

вдали от границы ($\omega - \omega_r \gg \omega_r$)

$$\sigma_{\phi} = \frac{2^9 \pi^4}{3 Z^2} \left(\frac{\omega_r}{\omega} \right)^{7/2} a_0^2. \quad (7)$$

Сечение фотоионизации из возбужденных состояний убывает с ростом гл. квантового числа n иоронри, n^{-5} (для $n \gg 3$). Сечение фотоионизации σ_{ϕ} связано с коэф.

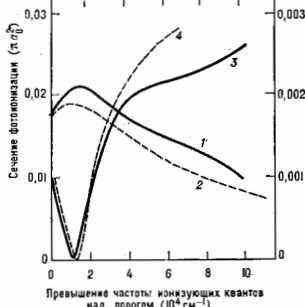


Рис. 6. Фотоионизация атомов щелочных металлов: литий (1 — эксперимент; 2 — расчёт) и натрия (3 — эксперимент; 4 — расчёт).

фотопоглощения фотона фиксированной частоты следующим образом:

$$k_{\omega} = \sum_n \sigma_{\phi n}(\omega) N_n. \quad (8)$$

Здесь сумма берётся по всем уровням атома, для k -рых энергетически возможна фотоионизация, и N_n — плотность числа атомов в состоянии n . Вычисление сечений в сопоставление с эксперим. данными (в т. ч. и для

неводородоподобных атомов) приведены в [9]. Сечение фотоионизации на 2—3 порядка ниже σ при столкновениях.

Те же закономерности характеризуют И. внутри оболочек атомов (при этом Z имеет смысл эфф. заряда ядра, а в поле k -рого движется электрон). Фотоионизация глубоких внутри. оболочек атомов, в отличие от И. аэлектронным ударом, практически не влияет на аэлектронны внеш. оболочек, т. е. является весьма селективным процессом. Оже-эффект, сопровождающий ликвидацию вакансии во внутри. оболочке, приводит к образованию многозарядного иона. При этом могут образоваться ионы неск. степеней кратности. В табл. даны вычисленные и наблюдаемые значения ср. зарядов ионов для нек-рых атомов.

Табл. — Вычисленные и наблюдаемые значения средних зарядов ионов

Атом	Заряд ядра	Вакансии в оболочке	Средний заряд	
			наблюдаемый	вычисленный
Ne	10	K	2,3	2,2
Ne	10	L	1,1	1,0
Ar	18	K	4,2	4,2
Ar	18	L	3,3	3,0
Ar	18	L _{1, II, III}	2,3	2,0
Kr	36	K	6,3	6,3
Kr	36	L	6,7	6,0
Kr	36	L _{1, II, III}	5,0	5,0
Xe	54	K	8,2	7,9
Xe	54	L	9,1	9,0
Xe	54	L _{1, II, III}	7,4	7,6
Hg	80	L	9,8	10,7
Hg	80	M	7,3	9,0

Экспериментально фотоионизация исследуется по измерению коэф. поглощения, регистрации числа образовавшихся ионов, измерению рекомбинац. излучения (сечения обратного процесса — фоторекомбинация). Фотоионизация играет существенную роль в ионизационном балансе верхних слоёв атмосферы, планетарных туманностей, подверженных ионизирующему излучению звёзд и др.

Ионизируемые газы и жидкости обладают электропроводностью, что лежит в основе их разл. применений. Это также даёт возможность измерять степень И. этих сред — отношение концентрации заряж. частиц к исходной концентрации нейтральных частиц. Газ с высокой степенью И. образует плазму. Процессом, обратным И., является рекомбинация ионов и электронов, связанная с ионизац. процессами соотношениями, следующими из принципов детального равновесия. Процессы И. и рекомбинации играют важную роль во всех электрич. разрядах в газах и разл. газоразрядных приборах.

Лит.: 1) Донец Е. Д., Овслинников В. П., Исследование ионизации ионоизательных ионов аэлектронным ударом, «ИЗЭФ», 1981, т. 80, с. 916; 2) Петерсон Р. К., Теория ионизации атомов аэлектронным ударом, Рига, 1973; 3) Вайнштейн Л. А., Соболевман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и ширение спектральных линий, М., 1973; 4) Дружарев Г. Ф., Стоионизация аэлектронно с атомами и молекулами, М., 1978; 5) Мазеев Н. С., W., Gilibody H. B., Electronic and ionic impact phenomena, в: Oxl., 1974; 6) Мессеи Г. Е., Бархон Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958; 7) Дале В. К., Ргелзукков Л. P., Collision processes of multiply charged ions with atoms, «Phys. Repts», 1981, т. 70, № 1; 8) Shah M. B., Gilibody H. B., Experimental study of the ionization of atomic hydrogen by fast multiply charged ions of calcium, nitrogen and oxygen, «J. Phys. B», 1981, т. 14, p. 2831; 9) Соболевман И. И., Введение в теорию атомных спектров, М., 1977. Л. П. Пресняков.

ИОНИЗАЦИЯ ПОЛЕМ (иолевая ионизация, аэтионизация) — процесс ионизации атомов и молекул газа в сильных электрич. полях. Связанный в атоме электрон можно представить себе находящимся

ся в потен. яме (рис. 1, а). При включении электр. поля напряженностью E к нач. потен. энергии электрона $V_0(x)$, падающего в точке x , добавляется потен. энергия eEx , где e — заряд электрона. Вследствие этого потен. яма становится асимметричной — с одной ее стороны образуется потен. барьер конечной ширины

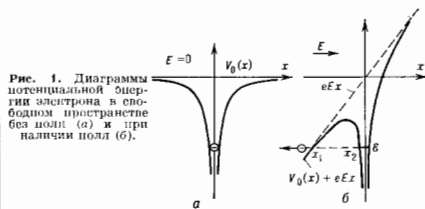


Рис. 1. Диаграммы потенциальной энергии электрона в свободном пространстве без поля (а) и при наличии поля (б).

x_1x_2 (рис. 1, б), сквозь к-рый электрон может прорваться, т. е. будет иметь место туннельный эффект и будет возможна ионизация с нижнего (основного) уровня атома.

Вероятность $W(V, E)$ тунселирования электрона сквозь потен. барьер определяется ф-лой:

$$W(V, E) = \exp \left\{ - \frac{4\pi}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[V(x) - E]} dx \right\},$$

где $V(x) = V_0(x) + eEx$ и E — соответственно потен. и полная энергия электрона, m — его масса. Вероятность тунселирования $W(V, E)$ резко увеличивается при уменьшении площади барьера над прямой x_1x_2 . Это происходит при увеличении напряженности поля E или при повышении энергии электрона в атоме E к-л. д. др. способами (напр., при тунселировании электронов с возбужденных уровней). Так, вероятность И. п. атома водорода из осн. состояния достигает заметной величины лишь при $E \sim 10^8$ В/см, а из возбужденных состояний — уже при $E \sim 10^6$ В/см. Экспериментально впервые обнаружена именно полевая ионизация возбужденных атомов: в спектре испускания атомов водорода, находящихся во внеш. электрич. поле напряженностью $\sim 10^6$ В/см, было обнаружено уменьшение интенсивности линий, связанных с квантовыми переходами электронов из наиболее высоких возбужденных состояний в основное. Явление было объяснено тем, что И. п. возбужденных атомов становится более вероятным процессом, чем их излучательный переход в основное состояние, и сечение этих линий затухает.

Наиб. полно исследована И. п. вблизи поверхности металла, т. к. она используется в полевом ионном микроскопе для получения увеличенного изображения поверхности (см. Ионный проектор).

Вероятность И. п. у поверхности металла оказывается значительно большей, чем в свободном пространстве при той же напряженности поля, что обусловлено действием сил изображения, снимающих потен. барьер (см. Шоттки эффект). Однако И. п. возможна лишь

в том случае, когда расстояние атома от поверхности превышает нек-рое критич. расстояние $x_{кр}$. Это связано с тем, что при обычных темп-рах для осуществления туннельного перехода электрона в металл необходимо, чтобы осн. уровень энергии электрона в атоме был поднят электр. полем хотя бы до уровня Ферми (см. Ферми-энергия) в металле (рис. 2). Если атом приблизится к поверхности на $x < x_{кр}$, то уровень энергии электрона в атоме окажется ниже уровня Ферми в металле и W резко уменьшится. С др. стороны, удаление атома от поверхности металла при $x > x_{кр}$ также приводит к резкому уменьшению W . Поэтому И. п. практически имеет место в пределах некоторой области вблизи $x_{кр}$. В рабочем режиме полевого ионного микроскопа подувирна этой зоны составляет 0,02—0,04 нм.

Явление И. п. применяется также при создании ионных источников для масс-спектрометров. Достоинством таких источников является отсутствие в них накаленных электродов, а также то, что в них удаётся избежать диссоциации анализируемых молекул. Кроме того, с помощью таких ионных источников можно наблюдать сцинтил. хим. реакции, происходящие лишь в сильных электр. полях.

Лит.: Мюллер Э. Цонь Т., Автономная микроскопия, пер. с англ., М., 1972; и х же. Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1968.

ИОНИЗАЦИЯ УДЕЛЬНАЯ (ионизирующая способность) — число нар. равных носителей электрич. заряда (пар ионов, нар. электрон — дырка), создаваемых как непосредственно в столкновении заряженной частицы (первичная И. у.), так и с учетом ионизации вторичными электронами (вторичная И. у.) на единице длины пути в веществе. И. у. характеризует ионизирующую способность частицы и измеряется по откату детектора.

Первичная И. у. равна ср. числу ионизирующих столкновений частицы с атомами среды на единице длины пути (x в см). При релятивистских скоростях частиц первичная И. у. описывается выражением:

$$\frac{dN}{dx} = A_0 \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \frac{\rho}{T} (B + \ln \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 - \Delta). \quad (1)$$

Здесь $A_0 = 0,1536$ МэВ $g^{-1} cm^2$, z — заряд частицы, $\beta = v/c$ (v — скорость частицы), $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ лоренц-фактор, Z и A — атомный номер и массовое число вещества, ρ — его плотность, I — величина (близкая к ионизационному потенциалу), $B = 9 - 11$ — константа вещества, Δ — поправка на поляризацию среды эл-магн. полем релятивистской частицы. В области высоких энергий первичная И. у. достигает минимума при $\gamma = 3 - 4$, испытывает логарифмический релятивистский подъем и выходит на т. н. плато Ферми при $\gamma \approx 1/\beta_0 \omega_0$, где ω_0 — плазменная частота среды (рис.). Флуктуации первичной И. у. подчиняются закону Пуассона распределения. Полная И. у. пропорциональна ионизационным потерям энергии частицы:

$$\frac{dN_n}{dx} = \left(- \frac{dE}{dx} \right) W,$$

где W — ср. энергия, затрачиваемая на образование

Зависимость первичной удельной ионизации в инертных газах от $\beta\gamma$ для одноэнергичных релятивистских частиц (1 атм., 0 °C), верхняя кривая относится к He.

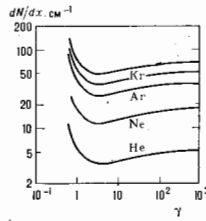


Рис. 2. Диаграмма потенциальной энергии электрона в сильном электрическом поле у поверхности металла.

одной пары носителей заряда ($W \approx 30$ эВ в газах, 3—40 эВ в ионных кристаллах).

Полная И. у. в несколько раз превышает первичную И. у. (см. Табл.).

ионами. При ионной бомбардировке мишени ньюра с процессами *распыления* поверхности, *ионно-ионной эмиссии*, *образования радиационных дефектов* и др. происходит проникновение ионов в глубь мишени. Внедрение ионов становится существенным при энергии ионов $\mathcal{E} > 1$ кэВ. Движущиеся частицы в результате многократных столкновений постепенно теряют энергию, рассеиваются и в конечном итоге либо отражаются назад, либо останавливаются, распределяясь по глубине. Энергетич. потери обусловлены как взаимодействием с электронами мишени (неуругие столкновения), так и парными ядерными (уругими) столкновениями, при к-рых энергия передается атомам мишени в целом и резко изменяется направление движения частицы.

При высоких энергиях и малых прицельных параметрах ядра сталкивающихся частиц сближаются на расстояние, меньшее радиусов электронных орбит, и их взаимодействие описывается кулоновским потенциалом. При низких энергиях существенно экранирование ядер электронами и потенциал взаимодействия:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right), \quad (1)$$

где Z_1, Z_2 — ат. номера иона и атома мишени, r — расстояние между ядрами, a — параметр экранирования, $\Phi(r/a)$ — ф-ция экранирования.

В нек-ром приближении можно разумно рассматривать взаимодействие движущегося иона с электронами (свободными и на ввеп. оболочках атомов) и взаимодействие между ядрами иона и атома мишени, считая оба механизма потерь аддитивными, а среду однородной и изотропной (теория Я и н д х ар да — Ш а р ф а — Ш и о т т а, ЛШШ). Если ввести приведенную безразмерную энергию ионов

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}' n}{Z_1 Z_2 e^2} \frac{M_1}{M_1 + M_2} \quad (2)$$

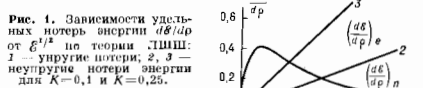
и приведенный безразмерный пробег

$$\rho = 4\pi a^2 R n_0 M_1 M_2 (M_1 + M_2)^{-2}, \quad (3)$$

где \mathcal{E}' и R — энергия и пробег иона; M_1, M_2 — массы (в а. с. м.) бомбардирующего иона (1) и атома мишени (2); n_0 — концентрация атомов мишени, то удельные потери энергии

$$\frac{d\mathcal{E}'}{dR} = \frac{d\mathcal{E}}{d\rho} \frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}} \frac{\rho}{R}. \quad (4)$$

В теории ЛШШ $\Phi(r/a)$ — ф-ция Томаса — Ферми с параметром экранирования $a = 0,885 \hbar^2 (me^2 \sqrt{Z_1^2 + Z_2^2})^{-1}$ (см. *Плазма твердых тел*). Удельные потери в иуругих столкновениях $(d\mathcal{E}/d\rho)_n$ проходят через максимум

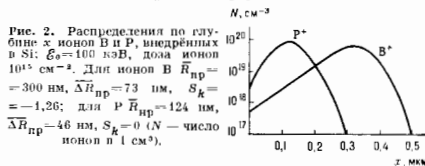


и убывают с ростом \mathcal{E} (кривая 1, рис. 1). Удельные потери в неуругих столкновениях

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{d\rho}\right)_e = -K\mathcal{E}^{-1/2}; K \approx \frac{0,08 Z_1^{1/2} Z_2^{1/2}}{(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{3/4}} \cdot \frac{(M_1 + M_2)^{3/2}}{M_1^{1/2} M_2^{1/2}}. \quad (5)$$

Для большинства комбинаций ион — атом мишени K лежит в интервале 0,1—0,25 (кривые 2 и 3, рис. 1). При очень больших скоростях v ($v \gg Z_1^2/c/137$) теория ЛШШ не применима, а при $v \gg Z_1^2/c/137$ ион движется в мишени как голое ядро и удельные потери энергии убывают с дальнейшим её ростом.

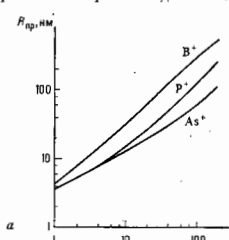
Теория ЛШШ даёт совпадение с экспериментом, как правило, с точностью не хуже 30%. Обнаруженные осцилляции электронных потерь в зависимости от Z_1 и Z_2 описываются более современной теорией, использующей волновые ф-ции Хартри — Фока — Слатера.



Траектория иона представляет собой сложную ломаную линию, состоящую из отрезков пути между элементарными актами рассеяния на большие углы. В первом приближении траекторный пробег для частицы с нач. энергией \mathcal{E}_0 равен:

$$R(\mathcal{E}_0) = \int_0^{\mathcal{E}_0} \frac{d\mathcal{E}'}{(d\mathcal{E}'/dR)_{n+e}} \quad (6)$$

Важными характеристиками процесса И. и. являются т. п. проективный пробег иона R_{np} — проекция траекторного пробега на направление первонач. движения частицы, а также распределение имплантированных атомов по R_{np} , т. е. по глубине x (при бомбардировке по нормали к поверхности мишени). Распределение по x частиц, имплантированных в аморфную мишень, характеризуется ср. пробегом \bar{R}_{np} , среднеквадратичным разбросом пробегов $\Delta \bar{R}_{np}$ и параметром S_k , определяющим асимметричное распределение Пирсона (рис. 2).



Величины \bar{R}_{np} , $\Delta \bar{R}_{np}$ и S_k зависят от M_1, M_2 и \mathcal{E}_0 (рис. 3). При $S_k = 0$ распределение Пирсона переходит в гауссовское.

При И. п. в монокристаллы распределение внедренных частиц по глубине может видоизмениться из-за *каналирования заряженных частиц*. Изменяя в процессе И. п. энергию ионов, можно получить распределение внедренной смеси по глубине желаемой формы.

Рис. 3. Зависимости параметров распределения R_{np} (а), $\Delta \bar{R}_{np}$ (б), S_k (в) ионов В, Р, As в Si от начальной энергии ионов \mathcal{E}_0 .

Полное число атомов примеси $N_{n,k}$ -рое может быть имплантировано в твердотельную мишень через единичную поверхность, ограничивается распылением, если коэф. распыления S (число атомов мишени, выбиваемых одним ионом) больше доли внедряющихся частиц

$\alpha = 1 - k$ (k — коэф. отражения). В пренебрежении диффузией

$$N_{np} \approx n_s \bar{R}_{np} \quad (7)$$

где $n_s = \alpha n_0 / S$ — концентрация примеси у поверхности в установившемся режиме. Фла-7) получена в предположении постоянства ϵ_0 в процессе И. п. и равенства вероятностей распыления атомов матрицы и имплантированных частиц. Если $S < \alpha$, концентрация имплантированных атомов будет монотонно расти с увеличением дозы ионов.

Наиб. широко И. п. применяется для легирования полупроводников с целью создания $p-n$ -переходов, гетеропереходов, низкоомных контактов. И. п. позволяет вводить примеси при низкой темп-ре, в том числе примеси с малым коэф. диффузии, создавать нерешиваемые твердые растворы. И. п. обеспечивает точную дозировку вводимой примеси, высокую чистоту (сепарация лутка ионов по массам), локальность, а также возможность управления процессом с помощью электрич. и магн. полей. Для устранения образующихся при И. п. радиационных дефектов и перехода высвободившихся атомов в регулярные положения используют высокотемпературный прогрев. Для создания $p-n$ -переходов не требуется больших доз облучения. Так, при бомбардировке Si ионами P⁺ с энергией $E_0 = 50$ кэВ, $\bar{R}_{np} = 60$ нм, $\Delta \bar{R}_{np} = 26$ нм, и уже при дозе 10^{15} см⁻² ср. концентрация примеси в имплантированном слое толщиной $4 \Delta \bar{R}_{np}$ достигает 10^{20} см⁻³, т. е. практически предельной концентрации, используемой в технологии.

И. п. в металлы применяют с целью повышения их твердости, износостойчивости, коррозионной стойкости, создания катализаторов, изменения коэф. трения и т. п. Для этого требуются дозы $\sim 10^{17} - 10^{18}$ ионов на см², при к-рых уже заметно распыление приповерхностного слоя. При больших дозах, когда концентрация внедренной примеси сравнима с n_0 , возможно образование новых соединений (и о н и и с и н т е з).

Ионная бомбардировка позволяет вводить примесь не только из пучка, но и из илэчки, предварительно напесной на поверхность мишени (имплантация атомов отдачи и ионное перемешивание).

Бомбардировка ионами с энергией 10–200 эВ, когда $S \ll 1$, а $\bar{R}_{np} = 0,1 - 1$ нм, сопровождается наращиванием имплантируемого материала. Пленки, полученные ионным осаждением, имеют высокую плотность и хорошую адгезию к подложке.

Лит.: Меллер Дж., Эрикссон Л., Дэвис Дж., Ионное легирование полупроводников, пер. с англ., М., 1973; Зорин Е. И., Павлов П. В., Тетельбаум Д. И., Ионное легирование полупроводников, М., 1973; Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы, 56 стр., пер. с англ., под ред. В. С. Варламова, М., 1980; Аброва И. А., Андропов А. Н., Титов А. И., Физические основы электронной и ионной технологии, М., 1984. И. А. Аброва.

ИОННАЯ СВЯЗЬ (электровалентная связь) — химическая связь, обусловленная переносом валентных электронов с одного атома на другой с образованием положит. и отрицат. ионов и эл.-статич. взаимодействием между ними. Характерна для соединений металлов с типичными неметаллами, напр. для молекулы ионного кристалла NaCl.

В действительности чисто И. с. не существует, можно говорить лишь о степени ионности связи, о её ионном характере. Между сближающимися ионами противоположного знака действует не только электростатич. притяжение, но и обратное отталкивание (см. *Обменное взаимодействие*). Кроме того, при сближении ионов избыточный заряд отрицат. иона перемещается к положительному, что приводит к ослаблению эл.-статич. взаимодействия и к уменьшению полной энергии системы. Оценка степени ионности хим. связи в разл. молекулах и молекулярных кристаллах — одна из задач квантовой химии.

В. Г. Довгоский, **ИОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА** (T_i) — условный параметр, характеризующий ср. кинетич. энергию хаотич. движе-

ния ионов в плазме. Удобно применять его в тех случаях, когда ф-ция распределения ионов по скоростям близка к максвелловской. Значение T_i в плазме большей частью заметно отличается от электронной темп-ры T_e (подробнее см. *Температуры компонент плазмы*).

ИОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание положит. и отрицат. ионов поверхностью конденсированной среды под воздействием к.-л. ипцирующего возбуждения. Происходит в результате получения атомами или молекулами эмиттера энергии, достаточной для преодоления сил, удерживающих их на поверхности, и приобретения заряда. Нагревание материала и тепловое испарение его частиц обуславливают термическую эмиссию (см. также *Поверхностная ионизация*). При этом испускаются только однократно заряженные ионы. Электрич. поля напряженностью $\sim 10^7$ В/см у поверхности вызывают т. п. полевую ионную эмиссию. При этом образуются однозарядные и многозарядные положит. ионы. Облучение материала фотонами или электронами может сопровождаться удалением частиц с поверхности, часть к-рых испускается в виде ионов (фотонно-ионная и электронно-ионная эмиссия). Бомбардировка поверхности ускоренными ионами или атомами приводит к выбиванию частиц из поверхностного слоя (см. *Ионно-ионная эмиссия, Распыление, Ионная бомбардировка*).

И. э. широко используется для создания ионных источников, а также для диагностики поверхности и приповерхностного слоя твердого тела.

Лит.: Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969; Методы анализа поверхностей, пер. с англ., под ред. А. Зандерса, М., 1973. И. Н. Петров.

ИОННОЕ ТРАВЛЕНИЕ — удаление вещества с поверхности твердого тела под действием ионной бомбардировки. Процесс И. т. зависит от интенсивности пучка, вида, энергии и угла падения ионов, а также от материала и состояния мишени. В процессе И. т. вследствие распыления, дефектообразования, имплантации ионов и атомов отдачи меняются элементный состав и структура поверхности: происходит обогащение поверхности определ. элементом, кристаллизация или

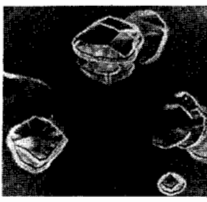


Рис. 1.

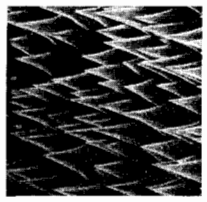


Рис. 2.

аморфизация поверхностного слоя. Изменение поверхностного рельефа при И. т. включает неск. стадий: 1) возникновение дефектов (*вакансий, межузельных атомов, дислокаций*); 2) появление микроскопич. неоднородностей размерами 10–100 нм [ямки травления, кончик. или ирирамидальные выступы (рис. 1, 2) границы зёрен]; 3) образование неоднородностей макроскопич. размеров порядка долей мкм.

Скорость И. т. в единицах массы вещества, уносимого с единичной площадки, определяется соотношением:

$$v = \frac{MK}{NZe} j,$$

где M — масса вещества мишени, K — коэф. распыления, N — число Авогадро, Ze — заряд иона, j —

плотность ионного тока. Толщина слоя, расшилённого за 1 с, равна ν/ρ , где ρ — плотность мишени.

И. т. используется для выявления структуры поверхности, дефектов, деформированных участков. И. т. применяется также для создания многоотрицной поверхности (см. *Автоэлектронная эмиссия, Ионный проектор*), для профилирования при несложном анализе состава разл. слоев методами *аже-спектрокопии*, для лабораторного удаления вещества через маску при создании элементов микроэлектроники (см. *Микролитография*).

Лит.: Распыление твердых тел ионной бомбардировкой, в. 2, пер. с англ., под ред. Р. Бернса, М., 1986.
Д. И. Прыляничко, Ю. И. Дудюков.

ИОННО-ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ — низкочастотные акустич. продольные волны, распространяющиеся в плазме с независимой от частоты скоростью

$$v_s = V \sqrt{Z\gamma_e k T_e + \gamma_i k T_i} / M_i,$$

где Z — заряд, M_i — масса ионов, T_e и T_i — темп-ры электронов и ионов, γ_e и γ_i — отношение уд. теплоёмкостей электронного и ионного газов.

И.-з. к. слабо затухают лишь в случае бесстолкновительной (частота колебаний много больше частоты столкновений) и неэлектронической ($T_e \gg T_i$) плазмы. При выполнении этих условий инерцил среды определяется ионами, а упругая возвращающая сила — давлением электронного газа. Если условие $T_e \gg T_i$ не выполнено (напр., $T_e \approx T_i$, изотермич. плазма), то волна не распространяется вследствие сильного *Ландау затухания*.

Наличие магн. поля не оказывает влияния на распространение И.-з. к. вдоль него, однако искажает их в случае «косого» (под углом к полю) распространения, порождая два типа магнитозвуковых волн (ускоренные и замедленные). См. также ст. *Волны в плазме, Плазма и др.* и др. илх.

Б. А. Трубишников.
ПОПНО-ИОННАЯ ЭМИССИЯ (вторичная ионная эмиссия) — испускание ионов конденсированной среды при бомбардировке её ионами. В результате передачи частотам кинетич. энергии и импульса от первичных бомбардирующих ионов происходит *распыление* (см. *Ионная бомбардировка*). Ионизация расшилённых частиц происходит в процессе или после вылета в результате электронного обмена (см. ниже). При И.-и. э. могут быть выбиты как отрицательные, так и положит. ионы, в основном и в возбуждённом состоянии. В пучке вторичных ионов присутствуют многозарядные ионы и ионы соединений (напр., при бомбардировке Al ионами Ag^+ в атмосфере O_2 вылетают ионы $Al_2O_3^+$, $Al_nO_m^+$). Кол-во многозарядных ионов растёт с энергией ϵ_0 бомбардирующих ионов (напр., при бомбардировке W ионами Ag^+ с энергией $\epsilon_0 = 150$ кэВ оно достигает 10%). Наблюдаются также заряд. скопления на многих атомах (*кластерные ионы*), напр. W_3^+ ; число таких ионов, как правило, велико.

И.-и. э. характеризуется коэф. И.-и. э. S^+ , равным отношению потока вторичных ионов данного типа к потоку первичных ионов. При-сутствие в камере или

Рис. 4. Выход вторичных ионов (в относительных единицах) из Si при бомбардировке ионами Ag^+ с энергией 4 кэВ в зависимости от давления p кислорода.

на поверхности ал.-отрицат. газа, напр. O_2 , повышает S^+ на неск. порядков (рис. 4). Для эмиссии многозарядных ионов и кластеров зависимость S^+ от давления O_2

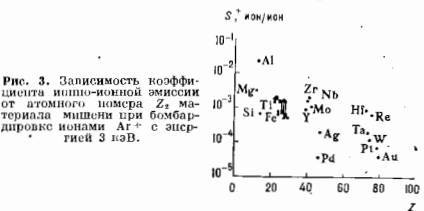
более сложная; присутствие ал.-подлож. газа (Cs) увеличивает эмиссию отрицат. ионов.

И.-и. э. зависит от энергии первичных ионов ϵ_0 и различается с нек-рой пороговой энергией порядка неск. десятков эВ. С увеличением ϵ_0 коэф. S^+ возрастает. При бомбардировке Si ионами Ag^+ возрастание ϵ_0 от 2 до 8 кэВ приводит к увеличению на порядок кол-ва одозарядных ионов материала мишени и к увеличению более чем на 3 порядка выхода многозарядных ионов (Si^{2+} , Si^{3+} ; рис. 2). В этом диапазоне энергий S^+ растёт быстрее, чем коэф. распыления S , достигает максимума и начинает падать с увеличением ϵ_0 , как и S .

С возрастанием угла θ падения ионов (отсчитываемого от нормали к поверхности) S^+ увеличивается. Для

Рис. 2. Выход вторичных ионов из Si в зависимости от энергии ϵ_0 бомбардирующих ионов Ag^+ .

монокристаллич. мишени зависимость $S^+(\theta)$ немонотонна: эмиссия минимальна, когда направление падения ионов совпадает с направлением ионизационных кристаллографич. осей. Коэф. S^+ растёт с увеличением массы бомбардирующих ионов (для элементов, химич. скл. активных по отношению к веществу мишени, это правило нарушается). S^+ является немонотонно убывающей ф-цией ат. номера материала мишени (рис. 3). Коэф. S^+ увеличивается с уменьшением энергии ионизации атомов мишени и сложным образом зависит



от темп-ры мишени T . При невысоких темп-рах S^+ меняется за счёт разложения соединений, содержащих ионы материала мишени и очистки поверхности. Наличие с некоторых температур, когда поверхность уже очищена, S^+ не зависит от T . При температурах фазовых переходов S^+ испытывает существенные изменения.

Энергетич. спектр положит. вторичных ионов имеет максимум при энергиях ϵ порядка неск. эВ и «хвост» в сторону больших энергий (рис. 4). Для кластерных ионов спектр сужается и сдвигается в сторону меньших энергий. Энергетич. спектр отрицат. ионов более широк и смещён в сторону больших энергий. Пространств. распределение вторичных ионов похоже на распределение распылённых нейтральных частиц и зависит кл. обр.-от энергии и угла падения бомбардирующих ионов и структуры мишени. Для полукристаллов, бомбардируемых нормально падающими ионами с энергией порядка неск. кэВ, возрастает, распределение близко к изотропному. При наклонном падении первичных ионов (ϵ энергией неск. кэВ) И.-и. э. максимальна вблизи зеркального угла. Из монокристал-

лов наиб. число ионов вытекает в направлениях более плотной упаковки атомов.

Существуют 2 теории И.-и. э. Одна рассматривает каскады атомных столкновений (кинетика, механизм), приводящих к образованию иона или нейтральной возбужденной частицы, к-рая ионизируется в ион за счет оже-процесса (см. *Оже-эффект*). Др. предполагает образование иона в результате электронного обмена между эммитированной вторичной частицей и поверх-

$\sim 10^{-3} - 10^{-7}$ фотонов/ион для чистых металлов и может быть значительно выше для окислов металлов или диэлектриков. Ср. энергия расплывённых возбуждённых частиц составляет неск. деситков эВ, т. е. выше, чем у общего потока расплывённых частиц (см. *Расплывение*). Её величина не зависит от энергии падающих ионов. Возбуждение отлетающих частиц обусловлено соударениями в объёме тела или взаимодействием их валентных электронов с поверхностью.

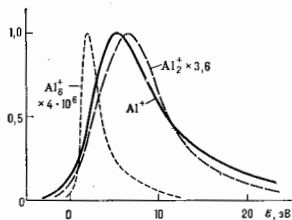


Рис. 4. Энергетическое спектры атомарных и кластерных ионов Al при бомбардировке его ионами Ag⁺ с энергией 10 кэВ.

ностью твердого тела (обменный механизм). Электронно-ионный обменная теория приводит к след. выражению для вероятности ионизации R ($S^+ = R^+ S$):

$$R^+ = 2\pi \exp[-\pi(I - \Phi)/2v \cos \theta]$$

Здесь I — энергия ионизации рассматриваемой частицы, Φ — работа выхода материала мишени, v — скорость первичной частицы, θ — угол между направлением v и нормалью к поверхности, γ — величина, характеризующая протяженность взаимодействия атома с поверхностью (обычно $\gamma \sim 1 \text{ \AA}$), коэф. $c > 1$ характеризует уменьшение разности $(I - \Phi)$ за счет сил электр. изображения. Для отриц. ионов R⁻ описывается аналогичным выражением с заменой $(I - \Phi)$ на $(\Phi - A)$, где A — энергия сродства к электрону.

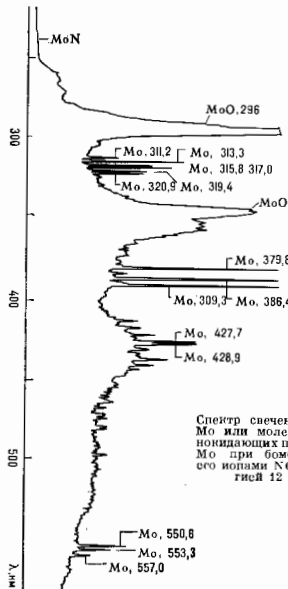
И.-и. э. в сочетании с анализом частиц по массе используется для исследования состава и структуры поверхности твердого тела и распределения элементов по глубине (вторично-ионная *масс-спектроскопия*).

Лит.: Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1986; Черский В. Т., Васильев М. А., Вторичная ионно-ионная эмиссия металлов и сплавов, К., 1978; Векслер В. И., Вторичная ионная эмиссия металлов, М., 1978; Электронная и ионная спектроскопия твердых тел, пер. с англ., М., 1981. В. Е. Юрасова.

ИОННО-ФОТОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание фотонов при ионной бомбардировке твердого тела (мишени). Происходит в результате снятия электронного возбуждения в атомах и молекулах, возникшего при торможении ионов или их нейтрализации. Излучать могут как частицы в объёме твердого тела (ионы и электроны в е-с-д-и-и), так и покидающие поверхность возбуждённые атомы, молекулы и ионы мишени (И.-ф. э.). В последнем случае испускание происходит на разл. расстояниях от поверхности, определяемых скоростью частиц и временем жизни в определ. возбужденном состоянии. Над поверхностью образуется светящийся ореол, что позволяет легко отделить это свечение от ионнолуминесценции.

В спектрах И.-ф. э. наблюдаются линии атомов, ионов и молекулярные полосы (рис.), а в отд. случаях и квазилинейное излучение (природа к-рого пока не ясна). Наиб. интенсивными в спектрах являются, как правило, линии расплывённых атомов.

Количественно И.-ф. э. характеризуется коэф. эмиссии или выходом η фотонов (усреднённое число фотонов на 1 падающий ион для выбранного спектрального перехода). Для наиб. интенсивных переходов $\eta \sim$



Спектр свечения атомов Mo или молекул MoO, покидающих поверхность Mo при бомбардировке его ионами NO⁺ с энергией 12 кэВ.

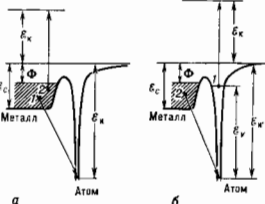
Явление И.-ф. э. лежит в основе метода ионно-фотонной спектроскопии для диагностики поверхности. Анализ спектров излучения позволяет определить не только элементный состав поверхности, но и её электронную структуру и характер взаимодействия поверхности атомов, а также даёт уникальные сведения о динамике электронных переходов в приповерхностной области материала в условиях облучения его ионным пучком (в процессе радиац. повреждения).

Лит.: Петров Н. И., Аброин И. А., Диагностика поверхности с помощью ионных пучков, Л., 1977; Пон С. С., Закономерности и механизмы ионно-фотонной эмиссии металлов, в сб.: Проблемы физической электроники, Л., 1983; Томас Г. Е., Bombardment-induced light emission, *Surface Sci.*, 1979, v. 90, № 2, p. 381. Н. Н. Петров.

ИОННО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание электронов твердым телом при бомбардировке его ионами. Различают иотенц. вырывание электронов (потенц. И.-э. э.) и их кинетич. выбивание (кинетич. И.-э. э.). Потенц. вырывание связано с передачей электронам миллие энергии, выделяющейся при переходе бомбардирующего иона в осп. состояние атома. Этот переход осуществляется обычно путём т. п. оже-нейтрализации. Если к поверхности металла приближается ион, незанятый энергией, уровень к-рого лежит ниже уровня Ферми, то на этот уровень перейдёт один из электронов проводимости (напр., I; рис.

1, а). В результате этого ион нейтрализуется, высвобождающаяся энергия передается др. электрону металла (напр., 2), к-рый получает возможность покинуть металл. В этом случае И.-э. э. может иметь место, если соблюдается условие $\epsilon_n > 2\Phi$, где ϵ_n — энергия ио-

Рис. 1. а — оже-нейтрализация положительного иона на поверхности металла; ϵ_n — энергия ионизации; Φ — работа выхода металла; ϵ_c — дно зоны проводимости; ϵ_n^* — кинетическая энергия электрона в вакууме; б — оже-деактивация.



низация атомов, ионы к-рых направляются на металл, Φ — работа выхода металла. Для неметаллов вместо Φ в граничное условие входит энергия наивысшего занятого электрона уровня; напр., для соств. полупроводника — «потолок» валентной зоны.

Коэф. потенц. выравнивания γ_n , равный ср. числу уходящих в вакуум электронов, приходящих на 1 ион, возрастает с увеличением ϵ_n и для однозарядных ионов инертных газов достигает неск. десятков %. В случае многозарядных ионов захват электронов ионом происходит последовательно со ступенчатым понижением кратности заряда иона до 0. При этом γ_n может превышать 1. При энергии ионов $\epsilon_n \ll 1$ кэВ коэф. γ_n от ϵ_n зависит слабо (уменьшается с ростом ϵ_n ; рис. 2). При больших ϵ_n величины γ_n снижаются до 0.

В отд. случаях, когда возможна нейтрализация ионов в возбужденном состоянии атома, выравнивание электронов осуществляется путем оже-деактивации и (рис. 1, б). Энергия, выделяющаяся при переходе

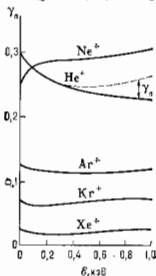


Рис. 2. Зависимость коэффициента потенциального выравнивания электронов γ_n от энергии ϵ_n ионов инертных газов: при $\epsilon_n > 0,4$ кэВ ионы He^+ вызывают кинетическое выравнивание электронов; пунктирная кривая описывает полный коэффициент ионно-электронной эмиссии $\gamma = \gamma_n + \gamma_k$.

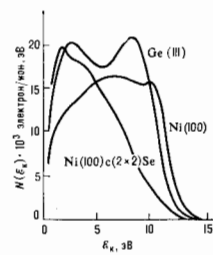


Рис. 3. Энергетический спектр электронов при потенциальном выравнивании их ионами He^+ с энергией 5 эВ. Надпись Ni(100) с (2×2) Se означает, что на грани (100)Ni адсорбирован Se, образующий кубическую решетку (с) с размерами 2×2 .

второго электрона мишени (напр., 2) в осн. состоянии возбужденного атома, передается электрону 1, оказавшемуся на возбужденном уровне. При этом условие появления эмиссии: $\epsilon_n > \Phi$, где ϵ_n — энергия возбуждения атома. Выравнивание электронов путем оже-деактивации осуществляется при облучении мишени-пленки из тугоплавких металлов ионами Ne, что обуславливает особый вид кривых $\gamma_n(\epsilon)$ (рис. 2). При

ϵ_n , близких к 2Ф, или ϵ_n , близких к Ф, коэф. γ_n может заметно зависеть от темп-ры Т мишени. В случае монокристалла, мишени γ_n в значительной мере определяется гранью кристалла. Форма энергетич. спектра эмитируемых электронов (рис. 3), макс. энергия к-рых обычно приближается к $\epsilon_n - 2\Phi$, зависит от распределения электронов по энергиям в зоне проводимости металла (или в валентной зоне полупроводника) и может быть использована для её определения.

Кинетич. выбивание обусловлено ударной ионизацией атомов поверхностного слоя мишени и бомбардируемых частиц. Для него характерен энергетич. порог ϵ_n^* (рис. 4). При бомбардировке тугоплавких металлов ионами Li^+ (и более тяжёлыми) $\epsilon_n^* > 1$ кэВ; для диэлектриков, напр. телуридо-галонидных кристаллов, $\epsilon_n^* \sim 0,1 - 0,2$ кэВ. За порогом коэф. кинетич. выбивания γ_k растёт, выходит на плато и далее уменьшается (рис. 4). Для ионов H^+ максимум эмиссии наблюдается при $\epsilon_n = 100$ кэВ (для металлов $\gamma_k^{\text{макс}} \approx 1,5$); для более тяжё-

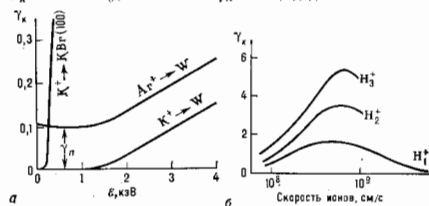


Рис. 4. Вид зависимости коэффициента кинетического выбивания γ_k от энергии ионов ϵ_n для W, KBr (а) и Cu (б) при бомбардировке ионами.

лых ионов ϵ_n — порядка неск. МэВ, а γ_k может достигать десятков и зависит от состояния поверхности.

В вакуум выходит как электроны поперек мишени, так и самих бомбардирующих частиц. Тем-рое кол-во электронов возбуждается быстрыми атомами отдачи. В случае монокристаллов γ_k различны для разных граней и пемопонито зависит от угла падения ионов. Распределение эмитированных электронов по энергиям имеет максимум ($1 - 1,3$ эВ) и протяжённый спад, на к-ром выделяются пики и ступеньки, связанные с оже-переходами в соударяющихся частицах и др. процессами (рис. 5). На анализе этих особенностей спектров основана т. п. ионная оже-спектроскопия поверхности твёрдого тела.

Потенц. и кинетич. И.-э. э. металлов пространственно и во времени разделены. При подлёте ионов к поверхности сначала происходит их нейтрализация и искупаются электроны, обуславливающие потенц. И.-э. э. Затем при соударениях атомных частиц возникают электроны, обуславливающие кинетич. И.-э. э. Обычно обе И.-э. э. аддитивны: $\gamma = \gamma_n + \gamma_k$ (рис. 2). Аддитивность может не иметь места при облучении ионами диэлектриков и шёлков сложного состава.

Разогревание материала интенсивным ионным пучком, зарядка им поверхности плёнок и т. п. могут приводить к появлению термоэлектронной и полевой электронной эмиссии.

Лит.: Петров Н. Н., Аброян И. А. Диагностика поверхности с помощью ионных пучков, Л., 1977; Хиге-

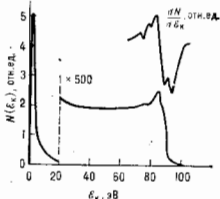


Рис. 5. Энергетический спектр электронов при кинетическом выбивании.

т р у м Х. Исследование электронной структуры адсорбатов металлов ионно-нейтрализованной и фотоэлектронной спектроскопии. в кн. Электронная и ионная спектроскопия твердых тел, пер. с англ., М., 1981; Дорожкин А. А., Петров В. П., Новая оже-спектроскопия, Л., 1983.

И. Н. Петров.

ИОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы с ионным (катионно-анионным) характером связи между атомами. И. к. могут состоять как из одноатомных, так и многоатомных ионов. Примеры И. к. первого типа — кристаллы галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов, образованные положительно заряженными ионами металла и отрицательно заряженными ионами галогена (NaCl, CsCl, CaF₂). Примеры И. к. второго типа — карбонаты, сульфаты, фосфаты и др. соли металлов, где отрицат. ионы кислотных остатков, напр. CO₃²⁻, SO₄²⁻, состоят из неск. атомов. Формальный заряд ионов, напр. Na⁺, Mg²⁺, O²⁻, даже в наиболее типичных И. к., в действительности оказывается больше реального эфф. заряда, к-рый определяют рентгенография, спектральный и др. методами. Так, напр., в NaCl эфф. заряд составляет для Na ок. +0,9 e (e — элементарный заряд, заряд), а для Cl соответственно — 0,9 e. Для MgF₂, CaCl₂ оценка эфф. зарядов анионов приводит к значениям ок. -0,7 e, а для катионов — от +1,2 e до +1,4 e. В силикатах и оксидах «двузначный» ион O²⁻ в действительности имеет заряд от -0,9 до -1,4 e. Т. о., фактически во мн. И. к. связь имеет ионно-ковалентный характер.

Как правило, И. к. являются диэлектриками, они прозрачны в видимой и ИК-обл. Наблюдающаяся иногда окраска И. к. обусловлена присутствием катионов редкоземельных или переходных металлов. Угрюмые модули и прозрачность И. к. тем выше, чем выше доля ковалентной составляющей связи. Для описания структуры И. к. разработаны детальные системы кристаллохим. радиусов (см. *Атомный радиус*).

Лит.: Современная кристаллография, т. 2, М., 1979; Уэллс А. С. Структурная неорганическая химия, пер. с англ., т. 1, М., 1987. Б. К. Вайнштейн.

ИОННЫЕ ПРИБОРЫ (газоразрядные ионные приборы) — приборы, наполненные к.-л. инертным газом (He, Ne, Ar, Kr, Xe), парами ртути или водородом, действие к-рых основано на прохождении электрич. тока через газоразрядную плазму, образующуюся в межэлектродном пространстве. Давление газов в И. н. составляет (10⁻⁴–5·10⁻⁶) мм рт. ст. По типу газового разряда, закладываемого в прибор и определяемого природой электронной эмиссии из катода, родом газа и его плотностью, питанием разряда, различают И. п. несамостоят. дугового разряда, самостоят. дугового, тлеющего, искрового и коронного разрядов.

Оси, носители тока в И. н. являются, как и в вакуумных (электронных) приборах, электронами, т. к. их подвижность значительно больше, чем подвижность ионов. Роль положит. ионов в газовом разряде сводится гл. обр. к компенсации объёмного заряда электронов. Такая компенсация обеспечивает прохождение тока в одном направлении (преобразование вост. тока в однофазный или многофазный переменный) и преобразование частоты; приборы обработки и визуального отображения информации.

И. п. преобразовательной техники при питании от источника перемен. напряжением пропускают ток только при прямом напряжении, когда анод положителен по отношению к катоду. При обратном напряжении (когда анод отрицателен по отношению к катоду) они или вовсе не пропускают тока, или пропускают нич-

тожно малый ток. Это определяет их вентиляющее свойство.

В И. п. преобразовательной техники используются приборы несамостоятельного дугового разряда — тиратроны.

Тиратрон (Т) — трёхэлектродный прибор, содержащий накалённый оксидный катод, металл, или графитовый анод и расположенный между ними управляющую сетку. Давление паляющего газа порядка десятых долей мм рт. ст. В яряом направлении Т пропускает ток в неск. А при небольшом (15–20 В) падении напряжения на приборе. Это падение напряжения складывается из катодного падения потенциала, сосредоточенного на участке малой протяжённости около катода, и падения напряжения в столбе разряда (плазме), занимающем всю остальную часть межэлектродного промежутка. Пока анодный ток не превышает тока эмиссии катода, катодное падение потенциала неизменно и примерно равно потенциалу ионизации газа, наполняющего прибор. Практически неизменным остаётся и падение напряжения в столбе разряда, поскольку с ростом тока увеличивается степень ионизации газа в плазме и растёт её электронпроводность. Т. о., в рабочем интервале токов вольт-амперная характеристика Т горизонтальна.

При отрицат. потенциале анода Т обладает вентиляющим свойством, что и используется в преобразоват. установках. Обычно Т работает в режиме низких давлений наполняющего газа, относительно с левой ветви кривой Пашена (см. *Пашена закон*). В этом случае напряжение возникновения самостоятельного разряда (пробоя) U_з тем выше, чем меньше pd (p — давление газа, d — расстояние между электродами). Т. о., режим низких давлений обеспечивает высокую вентиляющую яркость Т: допустимое обратное напряжение у Т с инертными газами достигает 3–5 кВ, а у Т с ртутным наполнением — 15–25 кВ.

Управляющие свойства сетки Т по сравнению с электронными приборами ограничены. При положит. потенциале анода, но отрицат. (8–10 В) потенциале сетки она не пропускает электроны в прианодное пространство, предотвращает возникновение разряда — Т «заперт». При уменьшении по модулю потенциала сетки электроны, эмитированные катодом, проносятся сквозь сетку, ионизуют газ и Т «отпирается». При этом потенциал сетки нейтрализуется окружающим её облаком ионов и она теряет управляющие свойства — анодный ток определяется параметрами анодной цепи и может быть прекращён только снижением анодного напряжения ниже напряжения горения разряда. После гашения разряда концентрация электронов и ионов в плазме постепенно уменьшается в результате *рекомбинации ионов и электронов*, ионная оболочка сетки рассасывается и через нек-рое время управляющие свойства сетки восстанавливаются. Время восстановления управляющих свойств сетки определяет предельную частоту работы Т ~ 0,5–1 кГц. В табл. 1 приведены параметры нек-рых типов выпрям. Т.

Табл. 1. — Параметры выпрямительных тиратронов.

Тип	U _{макс.} , кВ				I _а , А	U _{взк.} , В	I _{взк.} , А	Наполнение
	прям	обр.	вмкл	ср				
ТГ-2,5/4	3	4	1,6	2,5	5	14	Xe	
ТГ-5/3	3	3	1,6	5	5	19	Kr-Xe	
ТР-6/15	15	15	2,0	6,5	5	23	Hg	
ТР-40/15	15	15	120	40	5	68		

Для формирования мощных кратковременных (0,1–1 мкс) импульсов тока амплитудой до кА при напряжениях до 25–35 кВ (напр., в линейных модуляторах)

широко используются и импульсные водородные Т. Оксидный накаляемый катод (рис. 1) с большой за счёт рёбер поверхности обеспечивает в импульсном режиме необходимый ток эмиссии. Многослойная управляющая сетка 4 практически полностью экранирует прикатодное пространство от поля анода 5. Благодаря этому, а также малым зазором между анодом и сеткой Т застрел даже при небольшом наложении потенциала сетки и выдерживает высокие прямые напряжения. Для зажигания сетки, разряда надо на управляющую сетку подать такой потенциал, к-рый

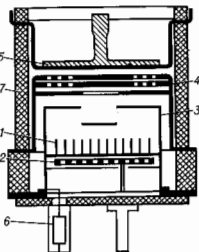


Рис. 1. Схематический разрез импульсного водородного тиратрона: 1 — оксидный катод; 2 — нагреватель катода; 3 — экран катода; 4 — управляющая сетка; 5 — анод; 6 — генератор водорода; 7 — корпус.

обеспечит не только зажигание и на её разряде, но и определит величину тока, достаточную, чтобы приключившиеся к сетке электроны и ионы стимулировали зажигание разряда на анод. Т. о., водородный Т является И. п. с токовым управлением моментом возникновения разряда.

Наполнение этих Т водородом обеспечивает быстрое развитие разряда и быструю деионизацию газа после гашения разряда, т. е. крутые фронты импульсов тока и высокочастотность приборов. Допустимая частота повторения импульсов водорода 30—50 кГц. Генератор (накапитель) водорода 6 поддерживает неизменной плотность газа в Т, компенсируя его сорбцию электродами и стенками корпуса. Сплав, вакуумная керамика корпуса Т не только выдерживает по сравнению со стекляными кодами механика, прочность, но и в сочетании с хорошими условиями охлаждения анода обеспечивает существенное уменьшение габаритов прибора.

В линейных модуляторах с импульсным Т часто из-за несогласованности сопряжения нагрузки и волнового сопротивления формирующей линии сразу после прохождения через Т импульса тока возникает напряжение обратной полярности. Вызывая появление обратного тока, оно препятствует восстановлению управляющих свойств сетки Т. Для снятия с Т этих обратных напряжений, а также в качестве вентилей в цепях заряда формирующих линий используются клипเปอร์ы д и о д ы. Эти управляемые высоковольтные полевые вентили конструктивно сходны с водородными Т. Отличие состоит в том, что электрод, выполняющий в Т функцию управления моментом зажигания разряда (сетка), здесь имеет потенциал катода и играет роль анодного экрана. Необходимости решения противоречивых задач — обеспечения свободного прохождения прямого тока и вместе с тем высокой вентиляющей прочности — определяла конструкцию экрана в виде одного диска

с отверстиями, благодаря чему его проицаемость больше проицаемости сетки тиратрона.

В табл. 2 приведены параметры трёх типов импульсных водородных тиратронов и клипшерного диода.

Наиб. мощным И. п. преобразоват. техники являются приборы самостоят. дугового разряда — эмитроны и игитроны.

Особенность этих приборов — ртутный катод в виде слоя ртути на дне корпуса. На рис. 2 приведена схема э к а т р о н а (Э). Газовый разряд горит в парах ртути, испаряющейся с катода, конденсирующейся на стенках корпуса и стекающей обратно на катод. Давление насыщенного ртутного пара в рабочем пространстве колеблется от 0,001 до 0,01 мм рт. ст. Оно определяется темп-рой участков корпуса, на к-рых происходит конденсация. Эта темп-ра поддерживается на опред. уровне путём охлаждения корпуса водой, пропускаемой через его водяную рубашку.

Источником электронов, обеспечивающих формирование в межэлектродном пространстве газоразрядной плазмы и неренос тока, является катодное пятно на поверхности ртути, образующее в результате пропускания

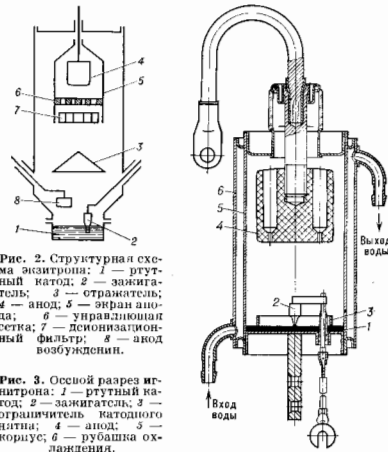


Рис. 2. Структурная схема эмитрона: 1 — ртутный катод; 2 — зажигагель; 3 — отражатель; 4 — анод; 5 — экран анода; 6 — управляющая сетка; 7 — деионизирующий фильтр; 8 — анод возбуждения.

Рис. 3. Осевой разрез игитрона: 1 — ртутный катод; 2 — зажигагель; 3 — ограничитель катодного пятна; 4 — анод; 5 — рубашка охлаждения.

импульсов тока через погружённый в ртуть полупроводниковый зажигагель. Обладая неогранич. эмиссионной способностью, катодное пятно может обеспечить любой ток через Э. Вместе с тем оно может существовать только при токах не выше 5—8 А. Поэтому в Э имеются аноды возбуждения (один или два), поддерживающие существование катодного пятна в обратный полупериод напряжения основного анода и при снижении тока основного разряда ниже мин. тока существования катодного пятна.

Моментом зажигания дуги на осп. анод управляют с помощью сетки, закреплённой в окружающем анод экране. Её действие аналогично действию сетки в выпрямит. тиратроне.

В условиях низких давлений наполняющего прибор газа рекомбинация электронов и ионов происходит на стенках корпуса и поверхностях электродов, соприкасающихся с плазмой. Поэтому для ускорения деионизации анодно-сетчатого пространства в течение обратного полупериода анодного напряжения и для обращения диффузии в это пространство зарядов из области

Табл. 2. — Параметры импульсных тиратронов и клипшерного диода.

Тип	$I_{д}, A$		$U_{д}, кВ$	$U_{взж}, В$	$I_{нак}, A$	Сетчатый импульс		
	имп	сп				$U_{с}, В$	$I_{с}, A$	$\tau, мкс$
ТТИ-1430/10	130	10	10	6,3	6	170	0,5	2—8
ТТИ-1000/25	1000	0,25	25	6,3	3	500	3	3—6
ТТИ-2000/35	2000	0,25	35	6,3	5,5	1000	10	3—8
ГКД-500/20	500	0,20	20*	6,3	16			

* — Обратное напряжение.

ноственно горячей дуги возбуждения над сеткой расположен изолированный от неё деионизационный фильтр, выходящий над плавающим потенциалом.

Однако сужение разряда в отворстках сетки и фильтра является недостатком Э. Ионизирующийся в ронизирующая часть периода. Во-первых, повышенная рекомбинация на стенках в местах сужений обуславливает значительные перепады напряжения в этих местах и тем самым усиливает общее падение на Э. Во-вторых, увеличение этих перепадов напряжения с ростом тока приводит к двум явлениям, затрудняющим горение разряда и приводящим, в свою очередь, к росту этих перепадов, — выдуванию газа из сужений плотным потоком электронов и обедению газа неионизованными атомами (образование т. н. псевдовакуума). При достижении некой критич. плотности тока в сужениях перепады потенциала в них катастрофически нарастают, что приводит к высушиванию явлениям, и дуга обрывается.

Указанное недостатком в значит. мере лишён и тиратрон (И), в к-ром отсутствует непрерывно горящая дуга возбуждения, а управление моментом зажигания разряда на анод производится подачей импульса напряжения на зажигатель (рис. 3). После возникновения дуги между катодом и зажигаемым она сразу перебрасывается на анод. Отсутствие управляющей сетки и фильтра обеспечивает возможность прохождения через И импульсы тока в десятки кА.

Недостатками И являются значит. мощность поджига и вероятность (порядка $5 \cdot 10^{-6}$) протуска зажигания.

В И. п. обработки и отображения информации (индикаторах) в основном используются тлеющий разряд в неоне и смесях газов на его основе. Применение тлеющего разряда позволяет создавать приборы с холодным катодом, равномерное свечениями поверхностями желательной конфигурации, токами разряда порядка единиц и десятков мА, временами развития и прекращения разряда в единицы — десятки мкс. Нанесение на поверхности разл. люминофоров, светящихся под действием УФ-излучения плазмы, позволяет получать разл. цвета свечения индикатора.

Простейшие газоразрядные индикаторы — неоновые лампы [1:3] — представляют собой двухэлектродный прибор, в к-ром индикаторным элементом является цилиндр, или плоский катод, покрывающийся при возникновении разряда плёнкой катодного тлеющего свечения. Обычно они используются как сигнализаторы наличия напряжения в электрич. цепях. Давление газа (50—100 мм рт. ст.) и расстояние между электродами подбираются так, чтобы U_3 было наименьшим (минимум кривой Пашена).

Закавычные индикаторы предназначены для создания изображений цифр, букв и разл. символов. Они имеют один или два сетчатых анода и набор катодов в форме отображаемых символов [1:1]. Схема управления в соответствии с кодом символа обеспечивает включение нужного катода; при этом между ним и ближайшим анодом зажигается тлеющий разряд. Подбором анодного резистора обеспечивается режим слабоаномального тлеющего разряда, при к-ром вся поверхность катода покрывается тлеющим свечением. Это свечение в форме символа просматривается через стекло колбы прибора.

Линейный газоразрядный индикатор (ЛИИ) — прибор, работа к-рого основана на свойстве нормального тлеющего разряда — пропорциональности площади покрытия катода тлеющим свечением разрядному току. В ЛИИ катод представляет собой молибденовую проволоку, натянутую по оси длинной стеклянной трубки — баллона прибора. Катод окружён корробатным анодом с прозрачной сеткой, через к-рую наблюдается покрывающее катод свечение. Измерение длины свечения позволяет судить о силе тока через ЛИИ или др. измеритель величины, преобразуемой соответствующим датчиком в пропорциональный ей ток индикатора.

Тиратроны тлеющего разряда (ТТР) — многоэлектродные приборы, содержащие катод, анод и одну или неск. управляющих сеток. Управление зажиганием разряда на анод с током в неск. мА при забираемом анодном напряжении 200 В обеспечивается с помощью сеток сигналами напряжением 5—15 В при токе управления в единицах мкА.

Работа прибора основана на явлении зарядовой связи в связи — снижении U_3 в промежутке катод — анод при поступлении в него электронов и ионов из соседнего промежутка, где горит разряд.

Схематич. изображение простейшего ТТР типа МТХ-90 приведено на рис. 4. Большое расстояние от штыревого анода 3 до цилиндрич. катода большого диаметра 1 в условиях режима, соответствующего правой ветви кривой Пашена, определяет (в отсутствие разряда между катодом и сеткой) высокое U_3 осн. разряда. Малое расстояние сетка 2 — анод позволяет напряжением 70—90 В зазечь между ними подготовит. разряд с током 3 мА. Последующая подача на сетку через разделит. конденсатор импульса напряжения 10—20 В приводит к увеличению сеточного тока,

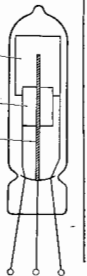


Рис. 4. Схематический разрез тиратрона тлеющего разряда: 1 — катод; 2 — сетка; 3 — анод.

усилению зарядовой связи и благодаря атому к развитию осн. разряда на анод.

Помимо современных индикаторных ТТР, сопрягающихся с ТТИ-микросхемами, является тиратрон ТХ-19А. Подготовит. разряд, постоянно горящий между подкатодом ПК и сетками C_1 и C_2 (рис. 5), играющими роль его анодов, образует плазменный источник электронов — т. н. *плазменный катод*. При положительн. потенциале +5В хотя бы на одной из сеток между плазменным катодом и осн. катодом К, находящимся под

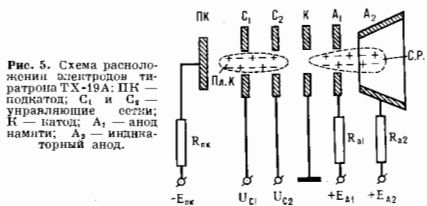


Рис. 5. Схема расположения электродов тиратрона ТХ-19А: ПК — подкатод; C_1 и C_2 — управляющие сетки; К — катод; A_1 — анод индикатора; A_2 — индикаторный анод.

нулевым потенциалом, возникает электрич. поле, препятствующее прохождению электронов в пространство катод — аноды, и разряд на аноде не возникает. При потенциалах обеих сеток, близких к нулю, электроны ионизируют за катод и разряд зажигается. Сетки, как и в тиратроне с накаленным катодом, терпят управляющие свойства после зажигания разряда, и он горит до снятия напряжения с анодов. Это свойство приборов сохранять состояние индикации после прекращения вызвавшего её сигнала получило название «памяти». При наличии напряжения только на аноде A_1 излучение разряда не просматривается, т. е. световая индикация отсутствует, но информация «помнит» анод памяти A_1 . При подаче напряжения на покрытый люминофором индикаторный анод A_2 плазма заполняет пространство около него и её УФ-излучение возбуждает люминофор — происходит световая индикация информации.

Газоразрядные индикаторные панели (ГИП) обладают наибольшей информативной ёмкостью. Они представляют собой матрицы газоразрядных ячеек, образованных на пересечении взаимно

перпендикулярных электродов. Когда к наре таких электродов приложено напряжение, превышающее напряжение зажигания разряда, в ячейке возникает свечение — разряд. Комбинируя адресацию и последовательность приложения напряжений, можно получать разл. изображения. В качестве источника свечения используется катодное глеющее свечение, собственное свечение столба разряда или возбуждаемое излучением плазмы свечение люминофора.

Различают три вида панелей: ГИП пост. тока с внеш. адресацией, ГИП пост. тока с внутр. адресацией (с самосканированием) и ГИП перем. тока.

ГИП пост. тока с внеш. адресацией содержит стеклянные пластины, на нижней из к-рых расположены параллельные горизонтальные (строчные) электроды, а на верхней — вертикальные (столбчатые) полуэлектроды. Газовый зазор между электродами обеспечивается перфорированной диэлектрич. пластиной. Собранная конструкция по периметру герметизируется и наполняется газом. Токоограничивающие резисторы либо выполняются нанесением, либо наносится в пучном изолировании на стекло самой панели.

Лит.: Каганов И. Л., Ионные приборы, М., 1972; Яблонский Ф. М., Системы отображения информации, М., 1983; Востров Ю. А., Литван И. И., Персиянов Г. М., Электронные приборы для отображения информации, М., 1985. В. Д. Соболев.

ИОННЫЕ РАДИУСЫ — см. в ст. *Атомный радиус*.
ИОННЫЕ СУПЕРИОНОВИДНИКИ (твёрдые электролиты) — вещества, обладающие в твёрдом состоянии высокой ионной проводимостью σ , сравнимой с проводимостью жидких электролитов и расплавов солей ($10^{-1} - 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$). И. с. можно разделить на 2 типа. 1) *Ионные кристаллы*, способные находиться в зависимости от тем-ры в двух состояниях, из к-рых низкотемпературное характеризуется малой проводимостью (диэлектрик или полупроводник), а высокотемпературное — аномально высокой ионной проводимостью (суперионное состояние). Суперинное состояние обнаружено, напр., у Ag_2S , AgI , AgBr , CuBr , Cu_2S , CuCl , RbAg_4I_6 , в к-рых мигрирует металл. катион (рис. 1).

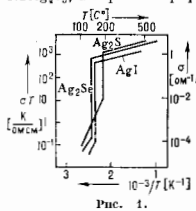


Рис. 1.

Соединения с большой концентрацией примесных ионов: окисные твёрдые растворы типа $\text{MO}_2 - \text{M}'_2\text{O}$ и $\text{MO}_2 - \text{M}'_2\text{O}_3$, где $\text{M} - \text{Zr}, \text{Hf}, \text{Ge}$; $\text{M}' - \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$; $\text{M}'' - \text{S}, \text{Y}$, лантаноиды (носители заряда ионы кислорода O^{2-}); глинозёмы, напр. $\text{Na}_2\text{O} \cdot 11\text{Al}_2\text{O}_3$ (β -глинозём, мигрирует Na^+ по плоскостям, лежащим между блоками Al_2O_3) и др. И. с. иногда также стекла и ионообменные смолы, обладающие заметной ионной проводимостью благодаря наличию электроактивных добавок.

Определяющим свойством кристаллич. И. с. является полная или частичная разупорядоченность подрешётки атомов одного сорта в упорядоченной структуре остальных атомов. Наглядным образом И. с. является жесткокристаллич. карбас (матрица), проитанной ионной жидкостью.

Для И. с. характерна рыхлость структуры с большим числом свободных позиций для подвиж-

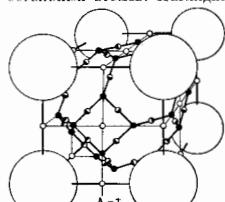


Рис. 2. Структура AgI в суперинной фазе (при $T > 147^\circ\text{C}$). В элементарной ячейке 2 иона проводимости Ag^+ статистически распределены по 42 разрешённым позициям 3 типа.

ных ионов. Разрешённые позиции в совокупности образуют одно-, двух- или трёхмерную сетку проводящих каналов (рис. 2). Подвижные ионы могут занимать несколько положений в элементарной ячейке и легко мигрировать между ними и, следовательно, во всей кристаллич. решётке матрицы. Движение ионов проводимости в кристалле является сложным и состоит в себе колебания ионов в потенциальных ямах и диффузионные перескоки из одного положения равновесия в другое. При этом время осцилляции в потенциальном яме и время пролёта над барьером имеют одинаковый порядок. Кроме того, возбуждения системы подвижных ионов сильно связаны с колебаниями матрицы.

Фазовый переход из одного состояния в другое сопровождается скачкообразным разупорядочением одной из подрешёток. Др. подрешётка (матрица) может претерпевать при этом структурные изменения, сохраняя, однако, жёсткость. У нек-рых И. с. не найдена диэлектрич. фаза (теоретически допустимо существование И. с. у к-рых одна из подрешёток разупорядочена вплоть до $T=0 \text{ K}$). Одновременно с переходом в суперинное состояние наблюдаются аномалии в температурных зависимостях термодинамич. и кинетич. характеристик.

Механизмы переноса заряда И. с. многообразны. Проводимость может быть собственной или примесной, чисто ионной, вакансионной или смешанной. Чаще всего она осуществляется ионами малого радиуса элементов первой группы периодич. системы (H^+ , Li^+ , Na^+ , Ag^+ и др.), а также катионами с большим зарядом (Ca^{2+} , Nd^{2+}), анионами (Fe^{2-} , O^{2-}), кластерными ионами (NH_4^+ , OH^-). Катионные проводники более распространены и важны ввиду больших значений σ при тем-рах $T \sim 300 \text{ K}$.

Ионная проводимость И. с. может обладать анизотропией. Для нек-рых И. с. показатель анизотропии достигает $10^3 - 10^4$. Электронная проводимость у них обычно гораздо меньше ионной, хотя у нек-рых И. с. (напр., Ag_2S) она имеет сопоставимое значение.

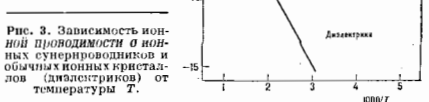


Рис. 3. Зависимость ионной проводимости $\sigma_{\text{ион}}$ от температуры T для различных суперинновидников и обычных ионных кристаллов (диэлектриков).

С высокой ионной проводимостью И. с. связаны большие значения коэф. диффузии D подвижных ионов ($D \sim 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$) в сравнении с $D \sim 10^{-16} \text{ см}^2/\text{с}$ для обычных твёрдых тел вплоть до тем-ры плавления. Проводимость и диффузия И. с. имеют термоактивационный характер:

$$\sigma = \sigma_0 \text{Texр} (\varepsilon_0 / kT); \quad D = D_0 \text{exp} (\varepsilon_D / kT).$$

Здесь $\varepsilon_0 \sim \varepsilon_D \sim 0,1 \text{ эВ}$ — энергия активации, на порядок величина меньшая энергии образования дефектов в обычных ионных кристаллах. На рис. 3 приведены зависимости σ (T) для И. с. в сравнении с σ (T) диэлектриков; видно резкое различие в величинах σ и ε_0 (наклон кривых). Ионная проводимость определяет электр. свойства И. с. до частот порядка 10^{12} Гц . В области оптич. частот И. с. ведут себя как полупроводники или диэлектрики.

И. с. используются при создании источников тока (батареи, аккумуляторы, топливные элементы), конденсаторов (и онистероа) с большой уд. ёмкостью, в вынуждающих устройствах, реле времени, при конструировании разнообразных датчиков и т. д.

Лит.: Уишс Е. А., Вукич Н. Г. Твёрдые электролиты, М., 1977; Чеботкин В. Н., Перфилов М. В., Электрохимия твёрдых электролитов, М., 1978; Физика сверхпроводников, пер. с англ., А. А. Волков, Ю. Я. Гуревич.

ИОННЫЙ ИСТОЧНИК — устройство для получения в вакууме *ионного пучка* — пространственно сформированного потока ионов, скорость направленного движения к-рых много больше их тепловых скоростей. И. и. — неотъемлемая часть ускорителей, ионисторов быстрых атомов для термоядерных систем, установок эл.-магн. разделения изотопов, *масс-спектрометров*, технол. установок разл. назначения и др. Важнейшие параметры И. и.: *нольный ток* и *плотность тока ионного пучка*; энергия ионов; характерный поперечный размер пучка; мера интенсивности пучка — *первая и с* — отношение полного тока к ускоренному напряжению в стенке U_0^2 ; *мощность пучка* — произведение полного тока на энергию ионов; *качество пучка*, его сформированность в пространственной и скоростной — *эфф. угол расходимости* и *энергетич. разброс ионов*; *компонентный состав пучка* — *положит. и отрицат. ионы*, атомарные, молекулярные, многозарядные ионы; *энергетич. эффективность И. и.* — отношение мощности пучка к мощности потребляемой И. и. от сети; *газовая эффективность* — отношение потока сформированных ионов к потоку газа, подаваемого в И. и. По временным характеристикам И. п. делится на импульсные, квазистационарные и стационарные.

И. и. состоит из двух осн. узлов: эмиттера ионов и эл.-статич. системы, с помощью к-рой ионы извлекаются, ускоряются и формируются в направленный поток, т. е. ионно-отнч. система (ИОС). В простейшем виде И. и. состоит из эмиттера и ускоряющего электрода — *экстрактора* с отверстием для выхода ионного пучка. Для допульт. фокусировки ускоренного пучка используются электростатич. и *магнитные линзы*. ИОС разл. И. и. строятся по одному принципу, и гл. фактором, определяющим тип И. и., является метод создания эмиттера ионов.

В зависимости от физ. природы эмиттера ионов различают неск. типов И. и.: 1) И. и. с *поверхностной* ионизацией, где эмиттером ионов служит поверхность накалённого материала, работа выхода к-рого превышает потенциал ионизации падающих на него атомов; 2) *плазменные*, в к-рых ионы отбираются с поверхности плазмы, образуемой в большинстве случаев с помощью газового разряда; 3) *опленевые*, в к-рых ионы образуются благодаря действию сильного электрич. поля ($\sim 10^{10}$ В/см) и вблизи поверхности твёрдого тела: за счёт полного испарения шестства и волевой ионизации подем окружающей газовой среды. В последние годы получили распространение вместо твёрдых жидкометаллич. эмиттеры.

Поверхностные И. и. Один из известных способов водущения ионов состоит в том, что поток атомов, направленный на поверхность твёрдого тела, выбивает из неё положит. и отрицат. ионы. Так, напр., интенсивные пучки положит. ионов Cs с плотностью до $0,1 \text{ А/см}^2$ получают при диффузии атомов Cs через накаливаемый пористый W. Десорбируемый с нагретой поверхности атом Cs удаляется преим. в ионизованном состоянии, как ион Cs^+ , потому что для его ионизации надо затратить меньше энергии, чем *работа выхода* электрона из W, и, следовательно, более вероятным является захват «обого» электрона металлом, а не отдачей его с поверхности частицей. Если энергия *средства к электрону* больше работы выхода, то в системе атом — поверхность твёрдого тела «общий» электрон захватывается не твёрдым телом, а атомом и образуются отрицат. ионы. Так, напр., на поверхности бориды лантана получены

отрицат. ионы пода с плотностью тока от 1 до 10 А/см^2 . Наиб. интенсивными источниками отрицат. ионов являются плазменные-поверхностные (см. ниже).

Плазменные И. и. получили самое широкое распространение, особенно для создания интенсивных пучков положит. и отрицат. ионов, а также пучков *многозарядных ионов*. Эмиттером ионов служит плазма, создаваемая дуговым разрядом низкого давления в газоразрядной камере (ГРК). Для лучшего удержания ионов и быстрых катодных электронов в объёме разряда используется магн. поле, что повышает одновременно энергетич. и газовую эффективности И. и. Однако применение магн. поля приводит к ухудшению однородности плазмы за эмиссионной границей и наличию высокого уровня шумов в плазме и колебаний в извлекаемом ионном пучке. Этих недостатков нет в И. и. без внеш. магн. поля (ИБМ), но они обладают значительно меньшими эффективностями. В 80-е гг. большое распространение получили весьма эффективные И. и. с *периферийным магн. полем* (ИИМ), окружающим ГРК. Т. о., существует неск. разл. систем плазменных эмиттеров, а в основу ИОС положен единый для всех типов И. и. принцип — создание многоэнергетич. эл.-статич. системы, состоящей из 3–4 электродов, в каждом из к-рых содержится большое количество (десятки и сотни) идентичных апертур круглой или шелевой формы. Профили и размеры апертур отвечают оптимальному формированию элементарного пучка (луча). Каждая ячейка функционирует независимо. Общий поток (пучок) складывается из отд. лучей, направление и угол расходимости к-рых определяют геометрию всего потока. Поэтому необходимо тщательное согласование параметров газоразрядной плазмы (концентрация ионов и темп-ры по всей поверхности эмиттера) с характеристиками ИОС — геометрией электродов и направленною электрич. поля. Однородность эмиссии ионов по всей поверхности необходима потому, что граница плазмы не является «жёсткой» (в отличие от поверхности катода в электронных системах), а изменяет своё положение и кривизну поверхности (т. е. мениск) при изменении концентрации плазмы или напряжённости ускоряющего электрич. поля. Были разработаны мощные И. и. (для термоядерных целей) с большими поверхностями плазм. эмиттеров (в сотни см^2) и многоапертурными ИОС, обеспечивающими получение пучков мощностью в неск. МВт.

К широко распространённым системам И. и. относится дуо-плазмотрон, в к-ром для увеличения степени ионизации столб разряда подвергается меха-

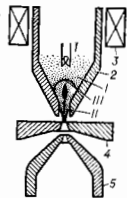


Рис. 1. Схема дуоплазматрона: 1 — катод; 2 — оромежуточный электрод; 3 — катодная электродагитка; 4 — анод; 5 — экстрактор; 1 — катодная плазма; II — анодная плазма; III — двойной слой, ускоряющий и фокусирующий электроны.

нич. и магн. сжатием с помощью диафрагм и магн. поля, нарастающего к анодному отверстию малого диаметра. Сжатие разрядной дуги в узком канале иромежуточного электрода 2 (рис. 1) сопровождается возникновением плазм. «узурья» со скачком потенциала в слое, отделяющем катодную плазму I от более плотной анодной плазмы II. Слою III ускорит и фокусирует электроны, выходящие из плазмы I в плазму II. Вблизи анода 4 плотная плазма ещё сжимается сильным неоднородным магн. полем, сечение плазмы вблизи выходящего отверстия уменьшается, а концентрация возрастает до $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Такая плазма эмитрует ионы с плотностью в десятки А/см^2 , т. е. образуется «точечный» эмиттер. Однако ИОС не способна формировать пучок с такими плотностями тока и потребовалось создание расширительной плазмы за анодным отверстием и допульт. камеры с антикатодом. Это позволило получить разряд с осцид-

лирующими электронами и создать плазм. эмиттер с большой поверхностью и умеренной плотностью тока. Использование многоапертурной ИОС позволило формировать пучки с током ~ 10 А. Эта модификация наз. дуо и гатроном. Относительно прост плазм. эмиттер с большой поверхностью и И. п. без внеш. магн. поля (ИБМ). Плазма создается в ГРК с помощью диффузного разряда низкого давления между распределенным катодом в виде большого количества накалываемых нитей и анодным флянцем. Размеры эмиссионной поверхности достигают 12×50 см² с хорошей однородностью эмиссии. Величина тока пучка, формируемого многоапертурной ИОС, >100 А. Недостаточные энергетич. и газовая эффективности привели к созданию И. п. с иерархич. магн. полем (ИПМ), в к-ром магн. поле, уменьшающее потери ионов из плазмы, локализовано между стенкой ГРК (магн. стенка) и отсутствует в центре. В результате сохраняется хорошая однородность плазмы на эмиссионной границе и повышается энергетич. и газовая эффективности. При использовании 4-электродной, многоапертурной ИОС достигнут ток пучка св. 70 А при энергии ионов водорода (дейтерия) до 120 кэВ. Указанные выше И. п. работают в квазистационарных режимах.

Для генерации пучков отриц. ионов разработано два метода: метод т. н. двойной перезарядки положит. ионов и метод непосредственного излучения отриц. ионов из плазмы.

Методом двойной перезарядки пучки отриц. ионов получают при проведении сформированных пучков положит. ионов низкой энергии через мишени из паров щелочных металлов (Na, Cs). Эффективность выхода ионов H⁻ составляет от 10 до 30% в зависимости от выбора паров металла и энергии первичного пучка. Использование И. п. типа ИБМ и ИПМ позволило получить пучки ионов H⁻ в песк. А и ионов H⁻ до 1 А.

Совр. плазм. И. п. с непосредственным излучением отриц. ионов основываются на двух способах их образования: поверхностно-плазменном (ППИ) и объёмно-плазменном (ОПИ). Отриц. ионы в ППИ образуются в результате взаимодействия положит. ионов газоразрядной плазмы с активированной поверхностью катода, работа выхода к-рой понижена адсорбцией атомов щелочного металла, добавляемого в ГРК. Часть первичных ионов отражается от поверхности катода, а др. часть выбивает атомы, адсорбированные на поверхности. Значит, доля тех и других уходит с катода, захватив электрон, в виде отриц. ионов, к-рые ускоряются прикатодным потенциалом, проходит через плазму, попадают в область эмиссии и ускоряются с помощью ИОС. Разл. модификации И. п. такого типа работают в магн. поле, притом излучение ионов происходит попеременно поля. При излучении и ускорении отриц. ионов возникают опред. трудности, поскольку из плазмы одновременно извлекаются и электроны. В лучших конструкциях И. п. токи этих частиц одинаковы, в большинстве случаев электронные токи значительно превышают ионные. В 80-е гг. токи H⁻ достигают 10 А.

В основе ОПИ лежит создание газоразрядной плазмы с высокой концентрацией отриц. ионов. Осн. роль в образовании отриц. ионов играют два процесса: возбуждение молекул водорода на высшие колебат. уровни и затем диссоциативное присоединение электрона к колеблющейся возбужденной молекуле. Исследуются неск. конструкций И. п. двухкамерного типа. В первой камере в газоразрядной плазме с быстрыми катодными электронами происходит возбуждение молекулы. Во второй камере, отделённой от первой т. н. магн. фильтром, захватывающим быстрые электроны, происходит диссоциация молекул в плазме с холодными электронами. Задача подавления сопутствующего электронного потока здесь также остаётся актуальной.

В И. п. металлов, особенно тугоплавких, помимо обычного зажатия разряда в парах соответствующего

металла, используют для получения паров бомбардировку поверхности мощным электронным пучком, вызывающим расплавление металла. Совр. ионные плазм. И. п. позволяют получать в течение десятков наносекунд ионные пучки с током до 10^6 А, объёмный заряд к-рых автоматически компенсируется захватываемыми электронами. Принципиальная трудность создания таких эфф. импульсных И. п. связана с необходимостью подавления электронного потока, неизбежно распространяющегося внутри высоковольтного разрядного промежутка навстречу формируемому ионному пучку. Она успешно преодолевается в т. п. отражат. трубах и диодах с поперечным магн. полем. Отражат. т. н. ионный диод состоит из двух катодов и находящегося между ними тонкокатодного анода, на к-рый подаётся короткий импульс высокого напряжения. Образовавшиеся электроны многократно пронизывают анод и осциллируют между катодами, испаряя и ионизируя вещество анода. Нейтрализуют объёмный заряд ионов, можно получить ионные потоки с высокой плотностью и общим током порядка сотен кА. Иногда роль одного из катодов играет т. н. виртуальный катод.

И. п. с полевым испарением. Особое значение в 80-е гг. приобретают жидкотометаллические И. п., к-рые вследствие большой нач. плотности ионного тока

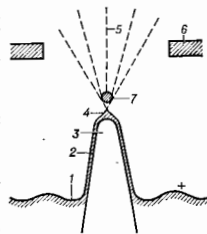


Рис. 2. Схема жидкотометаллического источника ионов: 1 и 2 — жидкий металл; 3 — металлическая игла; 4 — жидкотометаллический острей; 5 — ионный металл; 6 — экстрактор; 7 — область свечения.

позволяют формировать плотные ионные зонды — пучки субмикронного диаметра. Эмиттером в жидкотометаллическом И. п. (рис. 2) является наибольшая часть поверхности жидкого металла; смазывающего металла, иглу и покрывающего её тонким слоем. Перед эмиттером находится электрод — экстрактор, создающий вблизи острей сильное ускоряющее ионное электрич. поле $\sim 10^8$ В/см и имеющий отверстие для вывода формируемого ионного пучка. Режим полевого испарения с жидкой фазой отличается большим током эмиссии ($\sim 10^{-6} - 10^{-9}$ А); существованием на поверхности иглы жидкотометаллического острей; действием механизма саморазогрева эмитрирующей области (для Кв, напр., до $500 - 1000$ °С); характерным свечением вблизи острей. К такому режиму приходят или повышением темп-ры металла ионн. шарфом при фиксированном достаточно большом потенциале U , или увеличением U до нек-рого порогового значения, при к-ром происходит скачок ионного тока на нек. порядки величины. Одним из возможных объяснений высоких плотностей тока ($\sim 10^8$ А/см²) является концепция остроконечного эмиттера с несбалансированным давлением на поверхности (т. п. гидродинамик. эмиттер, образующийся вследствие неустойчивости поверхности жидкотометаллического острей). Конфигурация и положение фронта такого эмиттера определяются равенством числа приходящих атомов и эмитрируемых ионов.

Источники многозарядных ионов. Многозарядные ионы могут образоваться как путём однократных электрон-атомных столкновений, так и в результате ряда последоват. столкновений. Ступенчатый механизм образования многозарядных ионов более эффективен. Однако в обоих случаях для получения многозарядных ионов необходимы высокие энергии электронов и высокие плотности электронных потоков. Для достижения высокой плотности ионизации необходимо как можно дольше удерживать ион в области интенсивной ионизации, для чего в источниках многозарядных ионов ис-

получают разряды с осциллирующей электроном в магн. поле. ВУ-разряды в условиях электронно-циклотронного резонанса, создающие электростатич. ловушки для ионов. При использовании электронно-лучевых И. и. одозарядные ионы, оказавшиеся в интенсивном электронном пучке с большой энергией, не могут покинуть создаваемую здесь объёмным зарядом и торцевыми электродами глубокую потенциальную яму и постепенно лишаются всё большего количества своих электронов при столкновениях с быстрыми электронами пучка.

Наиб. успехи в получении ионов с высокой кинетической энергией, в частности 25-зарядных ионов Со, относительно тяжёлых ядер, достигнуты при воздействии на твёрдое тело мощным лазерным излучением, создающим плотную нагретую плазму с многозарядными ионами.

Лит.: Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация. М., 1969; Габович М., 1972; Физика и техника плазменных источников ионов, М., 1972; Источники быстрых атомов водорода. М., 1981; Габович Н. М., Д. Жидкометаллические эммитеры ионов, УФН, 1983, т. 140, с. 137; Габович М. Д., Пешинцев И. В., Семашко О. Н., Пучки ионов и атомов для ускорителей термонейтрального синтеза и технологических целей, М., 1986.

ИОННЫЙ МИКРОСКОП — электронно-оптич. прибор, в к-ром для получения изображений применяется ионный пучок, создаваемый термоионным или газоразрядным ионным источником. По принципу действия И. м. аналогичен электронному микроскопу. Проходя через объект и испытывая в разл. его участках рассеяние и поглощение, ионный пучок фокусируется системой эл.-статич. или магн. линз и создаёт на экране или фотослое увеличенное изображение объекта.

И. м. интересен тем, что обладает более высокой разрешающей способностью по сравнению с электронным микроскопом. Длина волны де Бройля для ионов в $\sqrt{M/m}$ раз меньше, чем для электронов (m — масса электрона, M — масса ионов) при одинаковом ускорении напряжений, вследствие чего в И. м. очень малы эффекты искажения, обусловленные дифракцией, к-рые ограничивают в электронном микроскопе его разрешающую способность. Др. преимущество И. м. — меньшее влияние изменения массы ионов при больших ускоряющих напряжениях и лучшая контрастность изображения. Напр., контрастность изображений органич. плёнок толщиной в 5 нм, вызванная рассеянием ионов, в 10 раз превышает контрастность, вызванную рассеянием электронов.

К недостаткам И. м. относятся: заметная потеря энергии ионов даже при прохождении их через очень тонкие объекты, что приводит к разрушению объектов; большая хроматич. абберация; разрушение люминофора экрана ионами и слабое фотогр. действие ионов. Эти недостатки привели к тому, что, несмотря на преимущества, И. м. по сравнению с электронным не имеет пока широкого применения. Более эффективен И. м. без линз — ионный проектор.

ИОННЫЙ ПРОЕКТОР (полый ионный микроскоп, автономный микроскоп) — безлинзовый ионно-оптич. прибор для получения увеличенного в неск. м. раз изображения поверхности твёрдого тела (чаще металла). С помощью И. п. можно различать детали поверхности, разделённые расстояниями порядка 0,2—0,3 нм, что даёт возможность наблюдать расположение отд. атомов в кристаллич. решётке. И. п. был изобретён в 1951 Э. Мюллером (E. W. Müller), к-рый ранее построил электронный проектор.

Принципиальная схема И. п. показана на рис. 1. Положим электродом и одновременно объектом, поверхность к-рого изображается на экране, служит острей тонкой проводящей иглы. Атомы (или молекулы) газа, заполняющего объём прибора, ионизуются в сильном электрич. поле вблизи поверхности острей, отдавая ему свои электроны. Возникшие волокиты. ионы приобретают под действием поля радиальное ускорение, Устремляются к флуоресцирующему экрану (потенциал

к-рого отрицателен) и бомбардируют его. Свечение каждого элемента экрана пропорц. плотности приходящего на него ионного тока. Поэтому распределение свечения на экране воспроизводит в увеличенном масштабе распределение вероятности образования ионов вблизи острей, отражающее структуру поверхности объекта. Масштаб увеличения m примерно равен отношению радиуса экрана R к радиусу кривизны острей r , т. е. $m = R/r$.

Вероятность прямой ионизации атома (молекулы) газа электрич. полем оказывается значительной, если на расстояниях порядка размеров атома (молекулы) газа создаётся падение потенциала порядка ионизаци. потенциала этой частицы (см. Ионизация полем). Это значит, что напряжённости поля должна достигать $\sim (2-6) \cdot 10^8$ В/см, т. е. 20—60 В/м. Столь сильное поле легко создать у поверхности острей (на расстоянии 0,5—1 нм от неё) при достаточно малом радиусе кривизны поверхности — от 10 до 100 нм. Именно поэтому (наряду со стремлением к большому увеличению) образц в И. п. изготовлен в виде тонкого острей.

Вблизи острей электрич. поле неоднородно — над ступенчатыми кристаллич. решётки или отд. выступающими атомами его локальная напряжённость увеличивается; на таких участках вероятность ионизации полем выше и количество ионов, образующихся в единицу времени, больше. На экране эти участки отображаются в виде ярких точек.

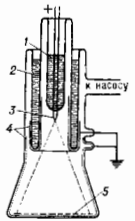


Рис. 1. Схема ионного проектора: 1 — ионный водород; 2 — ионный электрод; 3 — острей; 4 — проводящее кольцо; 5 — экран.

Иными словами, образование контрастного изображения поверхности определяется наличием у неё локального микро рельефа. Др. фактор, влияющим на контраст изображения, является электронная природа атома; так, напр., в случае Со и Pt более электроотрицат. атомы Pt отображаются как яркие точки, а находящиеся рядом атомы Со не видны.

Изображение, формируемое И. п., характеризуется низкой яркостью. Отдельный выступающий на поверхности образца атом «эммитирует» примерно от 10^3 до 10^6 ионов/с, к-рые формируют на экране изображение обычно ~ 1 мм². Неосредственное фотографирование такого изображения требует времени экспозиции в случае использования водорода под гелия порядка $10-10^6$ с при потенциале на эммитере от 20 до 4 кВ. Следовательно, для наблюдения и распознавания поверхностей, к-рые нестабильны при приложенном изображающем поле, и фотографирования изображений подобных поверхностей в доли секунды необходимо усиление яркости изображений.

Повышение ионного тока (а следовательно, яркости и контрастности изображения) за счёт повышения давления газа и увеличения динамики. подачи газа к острей малоэффективно и имеет недостатки. Напр., давление обычно не превышает 10^{-3} мм рт. ст., иначе начинается газовый разряд; а усиленная подача газа может привести к разрушению экрана вследствие бомбардировки. Для получения ярких и контрастных изображений в И. п. используются фотоэлектронные усилители яркости, волоконно-оптич. пластины, микроканальные пластины, а также конвертирование ионного изображения в электронное.

Разрешающая способность И. п. находится в обратной зависимости от тангенциальной составляющей скорости иона, т. е. чем меньше кинетич. энергия ионизуемой частицы, тем выше δ. Поэтому острей И. п. обычно охлаждается до 4—78 К. При этом увеличивается accommodation частиц изображающего газа. В сильно

электрич. поле атомы газа адсорбируются на участках с наибольшей докальной напряжённостью поля (т. е. в полевая адсорбция). Их присутствие даёт возможность получать высокодетализированное изображение (рис. 2), т. е. полевая ионизация изображающих

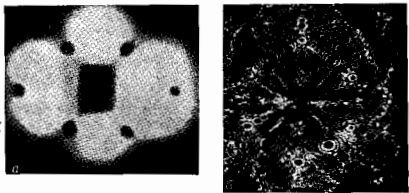


Рис. 2. Изображение поверхности вольфрамового острия радиусом 95 нм при увеличении в 10^4 раз в электронном проекторе (а) и в гелиевом ионном проекторе (б) при тем-ре 22 К. На первом изображении можно видеть только расположение ряда кристаллич. плоскостей на поверхности острия; с помощью ионного проектора можно различить атомную структуру ступенной кристаллической решетки (светлые точки на кольцах).

частиц облегчается при полевой адсорбции на ранее адсорбированных частицах. Чем выше потенциал ионизации частиц, тем большее разрешение они обеспечивают. Лучшими изображающими газами являются гелий и неон. Однако при этом требуются более сильные электрич. поля, что ограничивает круг объектов И. п. из-за полевой испарения (см. *Десорбция полев.*). Прямая к рабочему газу другого снижает величину изображающего поля за счёт понижения порогового поля полевой адсорбции.

Часто в И. п. применяют внутренний, микроканальный усилитель (МКУ), к-рый конвертирует ионный ток в электронный, многократно его усиливает и обеспечивает яркое изображение на экране. МКУ позволили использовать разнообразные рабочие газы, понижая их давление и тем самым значительно расширили возможности И. п.

И. п. широко применяются для исследования атомной структуры поверхности металлов, сплавов и соединений. С его помощью определяются параметры *поверхностной диффузии* отд. атомов и их элементарных ассоциатов; при этом выявляются механизмы перемещения, что недоступно для др. методов. С помощью И. п. наблюдают и изучают двухмерные фазовые превращения; в атомном масштабе исследуют внутр. дефекты в металлах и сплавах (вакансии, атомы в междоузлиях, дислокации, дефекты унаковки и др.); исследуют потенциалы межмолекулярного взаимодействия, электронные свойства элементарных поверхностных объектов; анализируют объём образцов посредством уравляемого пологого удаления поверхностных атомов, используя полевое испарение при криогенных тем-рах. Исследования с применением И. п. привели к радикальному пересмотру представлений о границах зёрен в поликристаллах. Сочетание И. п. с масс-спектрометром, регистрирующим отд. ионы, привело к изобретению *атомного зонда*, расширившего аналитич. возможности прибора.

Лит.: Мюллер Э., Цонь Т., Автошаня микроспектроскоп. пер. с англ., М., 1972; и х. же. Полевая ионная микроспектроскоп. полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980.

ИОННЫЙ ПУЧОК — направленный поток положит. (одно- или многозарядных) или отрицат. ионов, имеющих обычно малые поперечные размеры по сравнению с длиной и движущийся со скоростью, значительно превышающей хаотич. тепловые скорости составляющих его частиц. Впервые И. п. наблюдал Э. Гольдштейн (E. Goldstein) в 1886; в катод газоразрядной трубки были проделаны отверстия, через к-рые по-

ходили ионы, ускоренные в межэлектродном промежутке, и создавали за катодом слабое свечение (т. е. катодное свечение и лучи). В настоящее время И. п. получают с помощью различных *ионных источников* и формируют системами электрической и магнитной фокусировки. И. п. могут иметь вид цилиндра, конуса, ленты и т. и. Поведение И. п. зависит от нач. направленной скорости ионов, их тепловых скоростей, внеш. электрич. и магн. полей, нрих столкновений ионов с частицами среды, а также от собственного объёмного заряда пучка и магн. поля его тока. Важным параметром И. п., характеризующим влияние объёмного заряда на его свойства, является поре ван с $P = I/U^{3/2}$, где I — ток пучка, а U — ускоряющая ионы разность потенциалов. Пучки с пост. неруством при одинаковых размерах подобны друг другу. Хотя разброс тепловых (хаотич.) скоростей ионов может быть мал по сравнению с их направленной скоростью, часто именно тепловые скорости ограничивают возможную фокусировку И. п., искажая его форму. Это качество пучка характеризуется т. п. *эмittanceм*, связанным с проекцией фазового объёма пучка на плоскость, к-рой приближённо вычисляют по ф-ле: $V_{\phi} = 2R_0(2T/Mc^2)^{1/2}$, где R_0 — радиус пучка, служащей источником ионов с тем-рой T , выраженной в единицах энергии, M — масса иона. В отсутствие частиц противоположного знака осесимметричный И. п. расширяется вдоль оси з под действием собственного заряда и профиль И. п. описывается ф-лой:

$$f\left(\frac{R}{R_0}\right) = 2^{-2/3} I^{1/3} \left(\frac{M}{e}\right)^{1/3} U^{-2/3} R_0^{-2} z,$$

где $f(z)$ — известная табулируемая ф-ция;

$$f(z) = \frac{1}{2} \int_1^z \frac{dy}{V \ln y}.$$

Для сохранения формы И. п. их объёмный заряд должен быть скомпенсирован зарядом частиц противоположного знака. Наиб. распространена «газовая» компенсация объёмного заряда в И. п. При столкновении нек-рых положит. ионов пучка с атомами остаточного газа образуются электроны и относительно медленные положит. ионы. Последние выталкиваются из пучка электрич. полем, а электроны накапливаются в нём, несмотря на то, что этому препятствуют кулоновские столкновения их с перичными понами. Так достигается не полная, но значит. компенсация объёмного заряда в пучке положит. ионов (рис. 1, а). Иначе происходит газовая



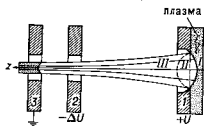
компенсация объёмного заряда в пучке отрицат. ионов (рис. 1, б). В этом случае при малом давлении газа накапливаемые медленные положит. ионы также лишь частично компенсируют объёмный заряд И. п. Однако при достаточно большом давлении газа происходит перекompенсация объёмного заряда: за счёт накопления большого числа медленных положит. ионов потенциал в пучке изменяет свой знак и происходит «газовая» фокусировка пучка отрицательных ионов.

Др. способ компенсации объёмного заряда И. п. состоит в «принудительном» введении в И. п. пучков зарядов противоположного знака, т. е. в совмещении пуч-

ков. Так подучают синтезированные ион-электронные или ион-ионные пучки с компенсированным объемным зарядом; при этом одновременно с компенсацией объемного заряда часто осуществляется необходимая токовая компенсация. В результате происходит переход к плазм. потокам, называемым в плотных И. н. ионно-лучевой плазмой. Из-за немаксвелловского распределения скоростей возникают коллективные явления — электронные и ионные колебания. Коллективные эффекты, приводя к изменению фазового объема, также влияют на транспортировку И. н.

Для получения И. н. часто используют ионные источники с газоразрядными ионизац. камерами и тогда отбор ионов осуществляется не с фиксированной поверхности твердого тела, а с границы плазмы, перемещающейся при изменении внеш. условий или режима работы источника (рис. 2). В этом случае первично-

Рис. 2. Система первичного формирования устойчивого пучка ионов, извлекаемых из плазменного источника: 1, 2 — электроды, 1 — вогнутая граница плазмы, II — плоская, III — выпуклая.



формирование И. н. связано с т. н. плазм. фокусировкой. При усилении ускоренной разности потенциалов U граница плазмы из вогнутой (III) становится вогнутой (I), создаются условия для фокусировки пучка. Электрод 2 с отверстием для пучка, имеющий потенциал ниже потенциала заземленного электрода 3, удерживает электроны, компенсирующие ионный пучок, и ускоряет сам ионный пучок. В дальнейшем И. п. могут фокусироваться с помощью ал-статич. и магн. линз (см. *Электронные линзы*). Сжатие И. н. связано с их «охлаждением» — уменьшением фазового объема. Одним из методов охлаждения «горячего» И. н. является совмещение его с «холодным» электронным пучком.

В 80-е гг. получают квазистационарные И. н. с током до 100 А, импульсные — с током до сотен тысяч А. Важной проблемой остаётся транспортировка таких пучков.

И. н. широко применяются в самых разл. областях науки и техники: в ускорителях, установках по осуществлению управляемого ионного термоядерного синтеза, в разнообразных технол. установках, масс-спектрометрии, установках для разделения изотопов, для исследования поверхности твердых тел, для т. н. сухого травления в технологии микроэлектроники и т. д.

Лит.: Габович М. Д., Физика и техника плазменных источников ионов, М., 1972; е го же, Ионно-лучевая плазма и распределение интенсивных компенсированных ионных пучков, «УФН», 1977, т. 21, с. 298; Семашко В. И. и др., Инжекторы быстрых атомов водорода, М., 1981; Быстрицкий В. В. М., Диденко А. П., Мощные ионные пучки, М., 1984; Диденко А. Н., Литаев А. Е., Курякин И. Б., Водостойкие пучки заряженных частиц на поверхности металлов и сплавов, М., 1987. М. Д. Габович.

ИОННЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СЫНТЕЗ (ИТС) — возбуждение реакции термоядерного синтеза в дейтерий-тритиевой (DT) мишени нутём сжатия и разогрева мишенными бомбардировкой пучками ускоренных ионов. ИТС не осуществлён, а находится в стадии разработки.

Мишень для ИТС представляет собой шаровой слой из замороженной DT смеси массой в неск. мг, окружённый тяжёлой металлич. оболочкой, к-рая может иметь сложную несферич. форму. Реакция синтеза развивается благодаря тому, что сжатан и разогреван DT смесь в течение достаточного для реакции времени инерционно удерживается от разлёта тяжёлой наружной оболочкой. Идея ИТС высказана в 1974.

Мишень помещается в центре вакуумированного объёма радиусом до 10 м и облучается одновременно неск. десятками импульсных ионных пучков, симметрично расположенных в одной плоскости. Устройство, уско-

ряющее и формирующее ионные пучки (драйвер), находится вне объёма реактора.

Исследуются физ. модели мишеней разл. структур. На рис. 1 в качестве примера схематично показана одна-риная трёхслойная мишень шаровой формы. Энергия ионов выделяется в основном в промежуточном слое, состоящем из свинцово-литиевой этикетки. Механизм выделения энергии — классич. процессы ионизации. Суммарная энергия ионных пучков должна составлять от 3 до 10 МДж при длительности 20÷30 нс, а суммарная мощность от 100 до 500 ТВт, что позволяет разогреть промежуточный слой до темп-ры ~100 эВ. Благодаря быстрому разогреву промежуточного слоя развивается огромное давление ~10⁷ МПа, сжимающее по объёму DT смесь в 10³—10⁴ раз и разогревающее её до темп-ры свыше 2 кэВ. Для разогрева DT смеси, помимо сходящейся ударной волны, эффективно используется эл-магн. излучение, к-рое в основном задерживается внутри мишени. Эти процессы приводят к началу ИТС в центр. части мишени. Термоядерные α -частицы, образующиеся при развитии реакции синтеза, также задерживаются в мишени и отдают свою энергию соседним участкам. От центр. участков DT смеси к её внеш. слоям распространяется термоядерная волна горения, в результате чего должно происходить почти полное сгорание всей DT смеси.

На рис. 2 представлена теоретич. зависимость термоядерного выигрыша Y (отношения энергии, полученной в реакции синтеза, к энергии, вложенной в мишень) в одной-риной мишени от величины вложенной в мишень энергии. Шарнира полусы соответствует неопределённости совр. теории. При вложении энергии 10 МДж можно ожидать термоядерного выигрыша $Y=100$.

Особенности ИТС — пространственное разделение

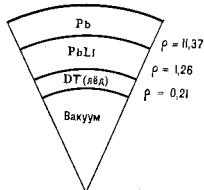


Рис. 1. Схема одной-риной трёхслойной мишени.

Рис. 2. Зависимость термоядерного выигрыша в одной-риной мишени от величины вложенной в мишень энергии.

драйвера и реактора, упрощающее выбор конструкции и материалов реактора; объёмное вложение энергии в мишень, существенно повышающее долю полезной используемой энергии пучков; применение мощных ускорителей, развитие к-рых стимулируется мн. областями физики и техники; высокая непрозрачность каналов транспортировки пучков.

Макс. мощность P , к-рую может передать ионный пучок, фокусируемый на мишень, ограничен кулоновским расталкиванием частиц в пучке $P \sim (\gamma - 1) \beta^2 v^3 (A/Z)^2$ и магн. самоограничением тока пучка $P \sim (\gamma - 1) \beta v (A/Z)^2$ [здесь β — отношение скорости иона к скорости света; γ — лоренц-фактор: $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; A — ат. масса, Z — заряд иона]. Протоны в мишени не должны превышать 0,2—0,8 г/см². Протоны обладают таким пробегом при энергиях ~10 МэВ, а тяжёлые ионы ($A \geq 200$) — при энергиях 50÷100 МэВ/нуклон. Как видно из приведённых ф-л., передача мощности ионными пучками существенно упрощается при высоком значении энер-

гни ионов и большим отношением A/Z . Поэтому предположительно установкой, в к-рых могут быть применены пучки тяжёлых малозарядных ионов, как, напр., Bi^{+1} , Bi^{+2} , U^{-2} , U^{+4} .

Для ускорения ионов в драйвере предполагается использование линейных ускорителей (ЛЮ): индукционных ускорителей (ЛИУ) и резонансных ускорителей (ЛРУ) (подробнее см. Тяжелые ионы ускорителя). При конечной энергии ионов ~ 10 ГэВ и полной энергии пучка ~ 10 МДж на мишень должен поступить заряд $\sim 10^{-3}$ кулона. Требуемый заряд пучка на входе ЛЮ образуется за счёт достаточно большой длительности импульса тока. Необходимая мощность пучка на выходе драйвера должна быть достигнута путём сокращения длительности пучка с соответствующим увеличением тока.

В схеме ЛЮ за счёт подбора формы ускоряющего напряжения в индукторах длительность пучка может быть сокращена в процессе ускорения с 50 нс до 25 нс с соответствующим увеличением суммарного тока с 20 А до 40 кА. Возникающие при этом трудности связаны с возможными коллективными неустойчивостями пучка и с повышенными требованиями к интенсивности ионных источников.

В схемах драйверов с ЛРУ требуются спец. накопительные и компрессионные кольца, т. к. предельный ток пучка в ЛРУ в принципе существенно меньше, чем в ЛЮ. Ток пучка на выходе ЛРУ может составить 0,2 А при длительности 5 нс. Предполагается использование многократной и многооборотной инжекции в накопительное кольцо с последующим допитом, сжатием пучков в компрессионных кольцах за счёт преобразования продольного фазового объёма пучка — сокращения длительности и увеличения энергии, разброса. В итоге длительности пучков, как и в схеме ЛЮ, сокращаются приблизительно до 25 нс, а суммарный ток всех пучков на мишень доходит до 40 кА.

Создание ЛЮ для тяжёлых малозарядных ионов связано с необходимостью ускорения интенсивных пучков с весьма низкими нач. скоростями ионов ($\beta \sim 0,0015$). Эту проблему удалось в значит. мере решить после открытия принципа *пространственно-однородной квадрупольной фокусировки* и изобретения схемы с разветвлёнными каналами ускорения.

Проблемы фокусировки пучков на мишени миллиметровых размеров требуют подавления сферич. и хроматич. aberrаций ионной оптики и исследования расширения пучков в объёме реактора.

Предполагается, что один драйвер сможет обслужить до четырёх реакторов, каждый из к-рых будет работать с частотой «микроволнов» не ниже 10 ГГц. Канд. драйвера и мишени η с учётом кид. потерь, использующих тепловую энергию синтеза, должен удовлетворять условию $\eta U > 3$, откуда видно, что кид. драйвера должен быть не менее 15—20%. Ионные ускорители позволяют обеспечить это условие.

Повышение полной энергии и особенно мощности ионного пучка тяжёлых ионов откроет в дальнейшем принципиально новые возможности ИТС за счёт достижения сверхплотных сжатых вещества мишени (в 10^8 — 10^6 раз). В таком случае возможны термоядерные реакции в разл. веществах, в частности в чистом дейтерии или в боро-водородной смеси.

ИТС является важным альтернативным направлением развития термоядерной энергетики; исследования по ИТС проводят мн. научные центры в ФРГ, США, СССР, Японии и Великобритании.

Лит.: Keefe D., Sessler A. M., Heavy ion inertial fusion, в кн.: 11-th Int. Conf. on High-Energy Accelerators, Geneva, Proceedings, 1980, Basel—Boston—Stuttg., 1980, p. 201; Вокс Р., Heavy ion fusion, IEEE Trans. on Nuclear Science, 1983, v. NS-30, № 4, pt. 2, p. 3049; Дюверштадт Дж. М. и др. Г., Инерциальный термоядерный синтез, вер. с англ., М., 1984; Исаев И. И. С. и др., О некоторых результатах работ по проблеме управляемого термоядерного синтеза на тяжёлых ионах в ИТФФ, Препринт ИТФФ, М., 1985, И. М. Катлический.

ИОНОЛОМИНЕСЦЕНЦИЯ — свечение люминофора, возбуждаемое ионным пучком. Чаще всего для возбуждения И. используют положит. ионы с энергией в неск. кэВ. Глубина проникновения ионов в люминофор порядка неск. А, поэтому И. носит поверхностный характер. Выход И. примерно на 2 порядка ниже выхода *катодолоуминесценции* тех же люминофоров и падает с уменьшением энергии ионов. Бомбардировка ионами приводит к быстрому старению люминофора. См. также Люминесценция.

ИОНОСФЕРА — ионизованная часть атмосферы верхней; расположена выше 50 км. Верх. границей И. является внеш. часть магнитосферы Земли. И. представляет собой природное образование разреженной плазмионизованной плазмы, находящейся в магн. поле Земли и подвергающейся воздействию ионизирующего излучения Солнца. Только благодаря И. возможно распространение радиоволн на дальние расстояния.

Методы наблюдений ионосферы. Изучение И. началось в 20-х гг. 20 в. методом вертикального радиозондирования на разных частотах f . Макс. значение частоты радиоволн, отражённых от данной области И., соответствует её плазм. частоте f_0 и связано с электронной концентрацией n_e ф-зой:

$$f_0 = \sqrt{\frac{\pi e^2}{4\pi m \epsilon_0} n_e} = 9 \cdot 10^3 \sqrt{n_e} \text{ Гц,}$$

где e и m — заряд и масса электрона, ϵ_0 — диэлектрик, проникающее вакууму. Вертикальное радиозондирование даёт информацию об изменениях И. над данным пунктом, а мировая сеть станций позволила получить глобальную картину распределения n_e в И. по земному шару за ряд солнечных циклов. Применение ракет и спутников позволило непосредственно измерить ионный состав (при помощи масс-спектрометра) и др. физ. характеристики И. (тем-пу и концентрацию ионов T_i , n_i и электронов T_e , n_e) на всех высотах, исследовать источники ионизации — интенсивность и спектр коротковолнового ионизирующего излучения Солнца и разнообразных корпускулярных потоков. Это дало возможность построить теорию образования И. С помощью спутников, несущих на борту ионосферную станцию и зондирующих И. сверху, удалось исследовать верх. часть И., расположенную выше гл. максимума n_e и поэтому недоступную для изучения наземными ионосферными станциями.

Наряду с ракетами и спутниками применяются наземные методы исследования, особенно важные для изучения ниж. части И.: методы частичного отражения и перекрёстной модуляции, измерения поглощения космич. радиационного излучения на разных частотах, исследования волн длинных и сверхдлинных радиоволн, а также метод наклонного и возвратно-наклонного зондирования. Большое значение имеет метод обратного некогерентного (томпсонского) рассеяния, основанный на принципе радиолокации. Этот метод позволяет измерить не только распределение n_e до очень больших высот (1000 км и выше), но даёт также T_e , T_i , ионный состав, регулярные и нерегулярные движения и др. параметры И.

Структура ионосферы. Установлено, что n_e в И. распределена по высоте неравномерно: имеются области или слои, где она достигает максимума (рис. 1). Таких слоёв в И. несколько, и они не имеют резкой выраженных границ. Верх. слой F соответствует гл. максимуму ionизации И. Ночью он поднимается до высот 300—400 км, а днём (прем. днём), раздвигается на слои F_1 и F_2 с максимумами на высотах 160—200 км и 220—320 км. На высотах 90—150 км находится область E , а ниже 90 км — область D . Слоистость И. обусловлена резким изменением по высоте условий её образования.

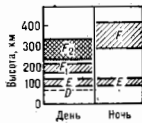


Рис. 1. Схема вертикального строения ионосферы.

Установлено, что T_e , T_i и n_e в И. резко растут до области F (табл. и рис. 2); в верх. части И. рост T_i замедляется, а n_e выше области F уменьшается с высотой. Сначала постепенно до высот 15–20 тыс. км (т. н. и л. а. з. м. о. я. у. з. а.), а потом более резко, переходя к низким концентрациям n_e в межпланетной среде.

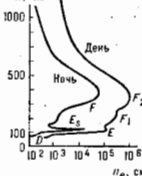


Рис. 2. Типичное распределение по вертикали электронной концентрации n_e в ионосфере; буквами отмечено положение различных областей.

И. Структура спокойной И. регулярно изменяется во времени; в течение дня, сезона и 11-летнего солнечного цикла. От минимума к максимуму солнечного цикла n_e изменяется от $n_e^{\text{мин}}$ до $n_e^{\text{макс}}$, растут тем-ра и высота слэсов И. (табл.).

Значения характеристик основных областей ионосферы для средних широт

Область ионосферы	Высота максимума, км	T_i , К	День		Ночь n_e , см ⁻³	α' , с ⁻¹
			$n_e^{\text{мин}}$, см ⁻³	$n_e^{\text{макс}}$, см ⁻³		
D	70	220	100 ⁸	200 ⁸	10	10^{-8}
E	110	270	$1,5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	3000	10^{-7}
F_1	180	800—1500	$3 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$	—	$3 \cdot 10^{-8}$
F_2 (зима)	220—280	1000	$6 \cdot 10^8$	$25 \cdot 10^8$	$\sim 10^3$	$2 \cdot 10^{-10}$
F_2 (лето)	250—320	2000	$2 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^8$	$\sim 3 \cdot 10^3$	10^{-10}

Образование ионосферы. В И. непрерывно протекают процессы ионизации и рекомбинации. Наблюдаемые в И. концентрации ионов и электронов есть результат баланса между скоростью их образования в процессе ионизации и скоростью уничтожения за счёт рекомбинации и др. процессов. Источники ионизации и процессы рекомбинации разные в разл. областях И.

Осн. источником ионизации И. днём является коротковолновое излучение Солнца с длиной волны $\lambda \approx 1038 \text{ \AA}$, однако важны также и корпускулярные потоки, галактические и солнечные космические лучи и др. Каждый тип ионизирующего излучения оказывает наиб. действие в атмосферу лишь в определ. области высот, соответствующих его проникающей способности. Так, коротковолновое излучение Солнца с $\lambda = 85-911 \text{ \AA}$ бóльшую часть ионов образует в И. в области 120–200 км (но действует и выше), тогда как излучение с $\lambda = 911-1038 \text{ \AA}$ вызывает ионизацию на высотах 95–115 км, т. е. в области E , а рентг. излучение с λ короче 85 \AA — в верх. части области D на высотах 85–100 км. В ниж. части области D , ниже 60–70 км днём и ниже 80–90 км ночью, ионизация осуществляется т. н. галактич. космич. лучами. Существенный вклад в ионизацию области D на высотах ок. 80 км вносят корпускулярные потоки (выпр., электроны с энергией $\leq 30-40 \text{ эВ}$), а также солнечное излучение нервой линии серии Лаймана (L_{α}) водорода с $\lambda = 1215,7 \text{ \AA}$ (см. *Спектральная серия*).

Кроме обычных условий ионизации, во время солнечных вспышек всплеск рентг. излучения вызывает внезапное возмущение в ниж. части И. Через неск. часов после солнечных вспышек в атмосферу Земли проникают также солнечные космические лучи, к-рые вызывают повыш. ионизацию на высотах 50–100 км,

особенно сильную в полярных шапках (областях вблизи магн. полюсов). В этой зоне в отд. периоды времени действуют потоки протонов и электронов, к-рые вызывают не только ионизацию, но и заметное свечение атмосферы (*полярные сияния*) на высотах 100–120 км, по они действуют и ниже, в области D . Во время магн. бури эти потоки корпускул усиливаются, а зона их действия расширяется к более низким широтам (иногда т. н. пизокониротные красные сияния наблюдают на широте Москвы и южнее). Когда в межпланетном пространстве в районе Земли возрастает солнечный корпускулярный поток, к-рый задерживается магнитосферой, происходит не только возмущение геомагн. поля (*магнитная буря*), но изменяются *радиационные пояса* Земли, усиливаются корпускулярные потоки в зоне полярных сияний и т. д. При этом происходит также допозит. разогревание верх. атмосферы и изменяются условия ионизации И. В свою очередь, изменения И. и движения в ней влияют на вариации геомагн. поля и др. явления в верх. атмосфере.

Процессом, обратным ионизации, является процесс нейтрализации, или рекомбинации. Механизм рекомбинации изменяется с высотой. Обычная радиоактивная рекомбинация эффективна лишь выше ~ 1000 км, где концентрация атомных ионов на 5 порядков выше концентрации молекулярных. В осн. части И. происходит диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов с коэф. $\sim 10^{-7} \sqrt{300/T_e}$ см³ с⁻¹. На малых высотах ниже ~ 70 км (где $n_e \ll n_i$) преобладает процесс взаимной нейтрализации положительных и отрицат. ионов, или по-ионная рекомбинация, с участием стабилизирующей центральной частицы (рекомбинация Томсона α'). Скорость исчезновения ионов в И. характеризуется эффективным коэф. рекомбинации α' , к-рый определяет величину n_e и её изменение во времени. Значения α' для разл. областей И. различны (табл. и рис. 3).

Наряду с рассмотренными выше процессами в области F существенны процессы амбиоплярной диффузии и дрейфового переноса.

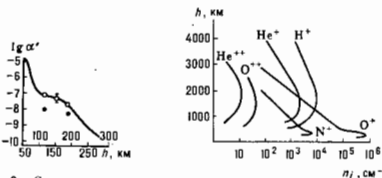


Рис. 3. Средние измеренные значения эффективного коэффициента рекомбинации α' на высотах 50–300 км.

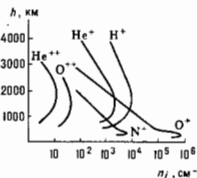


Рис. 4. Распределение с высотой концентрации ионов в верхней части ионосферы.

Состав ионосферы. Ионный состав И. отличается от первичного ионного состава, образующегося при ионизации верх. атмосферы солнечным излучением, в связи с тем, что в ней происходит физ.-хим. процессы трёх типов: ионизация, ионно-молекулярные реакции и рекомбинация, соответствующие трём стадиям жизни ионов — их образованию, превращениям и уничтожению. В разных областях И. каждый из этих трёх процессов превалирует по-своему, что и приводит к различному ионному составу по высоте. Так, днём на высотах 85–200 км преобладают положит. молекулярные ионы NO^+ и O_2^+ ; концентрация ионов N_2^+ на 3 порядка меньше концентрации ионов NO^+ . Выше 200 км в области F преобладают атомные ионы O^+ , а выше 600–1000 км — иротоны H^+ . Ниже 70–80 км существенно образование комплексных ионов-гидратов типа $(\text{H}_2\text{O})_n\text{H}^+$, а также отрицат. ионов, из к-рых наиб. стабильны ионы O_2^- , NO_2^- и HCO_2^- . Отрицат. ионы наблюдаются лишь в области D .

Распределение по высоте ионов с относительно малой концентрацией важно для объяснения осн. особенностей процессов, протекающих в И. Так, в области ионизационно-рекомбинац. равновесия (ниже 200 км) доля первичных ионов N_2^+ и O^+ уменьшается с уменьшением высоты, свидетельствуя об усилении ионно-молекулярных реакций из-за роста плотности атмосферы. Выше 200—300 км доля ионов N^+ лишь немного возрастает по сравнению с O^+ , а концентрации ионов H^+ и He^+ обладают максимумами вблизи области высот, где концентрации ионов O^+ и H^+ становится равными (рис. 4), что обусловлено распределением этих ионов по *барометрической формуле*. Этим же обусловлено аналогичное распределение с максимумом для двукратно ионизованных ионов He^{++} и O^{++} . В ниж. части области E на высотах 90—95 км часто образуется максимум E_s (рис. 2) ионов металлов Mg^+ , Fe^+ с примесью Si^+ , Na^+ , Ca^+ , Al^+ и Ni^+ (их происхождение связывают с дроблением метеоров на этих высотах). Меньшая концентрация ионов металлов наблюдается в вечернее время на разл. высотах вплоть до 500—600 км; она особенно возрастает вблизи геомагн. экватора, что свидетельствует об особ. условиях движений и перемещения в И.

Характеристики ионосферных слоев в. Закономерности изменения параметров И.—степени ионизации или n_e , ионного состава и эффективный коэф. рекомбинации различны в разных областях И.; это обусловлено в первую очередь значит. изменением по высоте концентрации и состава нейтральных частиц верх. атмосферы.

В области D наблюдаются наиб. низкие $n_e < 10^8$ см⁻³ (рис. 2). В этой области И. из-за высокой концентрации молекул, а следовательно, и высокой частоты столкновения с ними электронов происходит наиб. сильное поглощение радиоволн, что иногда приводит к прекращению радиосвязи. Здесь же, как и в волновое, распространяются длинные и сверхдлинные радиоволны. От всей остальной части И. область D отличается тем, что наряду с положительными в ней наблюдаются отрицат. ионы, к-рые определяют мн. свойства области D . Первоначально отрицат. ионы образуются в результате тройных столкновений электронов с нейтральными молекулами O_2 . Ниже 70—80 км концентрация молекул и число таких столкновений настолько возрастает, что отрицат. ионов становится больше, чем электронов. Уничтожаются отрицат. ионы при взаимной нейтрализации с положительными ионами. Т. к. этот процесс очень быстрый, то именно им объясняется довольно высокий эффективный коэф. рекомбинации α' , к-рый наблюдается в области D (табл.).

При переходе от дня к ночи в области D концентрация электронов n_e резко уменьшается и соответственно уменьшается поглощение радиоволн, поэтому раньше считали, что ночью слой D исчезает. В момент солнечных вспышек на освещенной Солнцем земной поверхности сильно возрастает интенсивность рентг. излучения, увеличивая ионизацию области D , что приводит к увеличению поглощения радиоволн, а иногда даже к полному прекращению радиосвязи — т. н. вызванное ионосферное возмущение (Дел и д ж е р а э ф ф о к т). Продолжительность заметных возмущений обычно 0,3—1,5 ч. Более длительные и более значит. поглощения вызывают на высоких широтах (т. н. поглощения в полярной шапке, ПШШ). Повыш. концентрация n_e тут вызывается солнечными космич. лучами (в основном протонами с энергией в неск. МэВ), к-рые способны проникнуть в атмосферу только в районе геомагн. полюсов (полярных шапок) и где магн. силовые линии не замкнуты. Длительность явлений ПШШ достигает иногда неск. дней.

Область И. на высотах 100—200 км, включающая слой E и F_1 , отличается наиб. регулярными изменениями. Это обусловлено тем, что именно здесь поглощаются осн. часть коротковолнового ионизирующего излучения Солнца. Теория ионизационно-рекомбинац. равновесия, уточняющая теорию простого слоя ионизации, хорошо

объясняет все регулярные изменения n_e и ионного состава в течение дня и в зависимости от уровня солнечной активности. Ночью из-за отсутствия источников ионизации в области 125—160 км величина n_e сильно уменьшается, однако в области E на высотах 100—120 км обычно сохраняется довольно высокая $n_e = (3—30) \times 10^8$ см⁻³. О природе источника ночной ионизации в области E мнения расходятся.

На высотах областей D и E иногда наблюдают кратковременные, необычайно узкие слои понов. ионизации (т. н. с и о р а д и ч е с к и е с л о я и E_p), состоящие часто из ионов металлов Mg^+ , Fe^+ , Ca^+ и др. За счет E_p возможно дальнейшее распространение телевизионных передач. Признанной теорией образования слоев E_p является т. н. теория «ветрового сдвига», согласно к-рой в условиях магн. поля движения газа в атмосфере «встают» ионы к области нулевой скорости ветра, где и образуется слой E_p .

Концентрация ионов O^+ становится больше 50% выше уровня 170—180 км днем и выше 215—230 км утром, вечером и ночью. Выше и ниже этого уровня условия образования И. совершенно различны. Так, днем, когда максимум ионизации коротковолновым излучением Солнца расположен ниже этого уровня, образуется слой F_2 . Этот слой регулярно наблюдается по ионограммам только при большой высоте Солнца над горизонтом, преим. летом и в основном при низкой активности Солнца, а в максимуме активности зимой он не наблюдается. Выше указанного уровня создаются благоприятные условия для образования области F_2 .

Поведение гл. максимума ионизации, или области F_2 , является очень сложным, оно коренным образом отличается от поведения областей E и F_1 . Так, хотя в среднем электронная концентрация n_e в слое F_2 определяется солнечной активностью, но это для ко дня она сильно изменяется. Максимум n_e в суточном ходе бывает сильно сдвинут относительно полуночи, при этом сдвиг зависит от широты, сезона и даже долготы. Сезонной аномалией наз. необычное увеличение n_e зимой по сравнению с летним сезоном. В экваториальной области до полуночи имеется один, а после полуночи и ночью — два максимума n_e , расположенных в геомагн. широтах



Рис. 5. Изменение высоты максимума области F в течение дня по разным данным: I и II — зима и лето при низкой активности Солнца; III — при высокой активности Солнца.

± 15 (экваториальная, или геомагн., аномалия). В период восхода Солнца обе максимума начинают расходиться, перемещаясь в более высокие широты, и быстро исчезают, в то время как на экваторе образуется новый максимум. Обнаружено необычное поведение области F_2 и на высоких широтах, в частности образование широтной зоны пониж. ионизации («шировала»), идущей параллельно зоне полярных сияний, где наблюдается повышен. ионизация. Всё это говорит о том, что помимо солнечного излучения изменения n_e в области F_2 определяются рядом геофиз. факторов.

Высота гл. максимума И. h_{max} слоя F в ср. широтах северного полушария изменяется в течение суток сложным образом (рис. 5), глубоко спускается утром и достигая максимума вблизи полуночи. Высота слоя F_2 зимой ниже (кривая I), чем летом (кривая II), а при высокой активности Солнца (кривая III) выше, чем при низкой (кривые I и II).

Новая теория образования области F учитывает действие *амбиполярной диффузии*, к-рая объясняет

ми. особенности области F , в т. ч. осн. аномалию — образование максимума F значительно выше максимума ионообразования, расположенного в области 150 км. Описанные выше вариации высоты слоя F она связывает с изменением в течение дня интенсивности ионизации и темпы атмосферы. Существование слоя F в первую очередь объясняется притоком ионов сверху, из протосферы, где они накапливаются в течение светлой части дня. Из-за различия механизма образования высота слоя ночью выше, чем днём.

Мяг. особенности в изменении верх. части И., расположенной над максимумом области F , повторяют суточный ход и глобальное распределение n_e в максимуме слоя. Это говорит о тесной связи этих областей. И. выше максимума области F уменьшение концентрации ионов с высотой происходит по барометрич. ф-ле. При этом с увеличением высоты возрастает доля более лёгких ионов. Поэтому преобладание ионов O^+ в области F сменяется днём выше 1000 км преобладанием ионов N^+ (и р о т о с ф е р а). Ночью в связи с понижением темпы протосферы опускается до высот ~ 600 км. В верх. части И. по направлению к высоким широтам обнаружен рост доли тяжёлых ионов на данной высоте, что аналогичным образом связывается с наблюдаемым ростом темпы. Однако поведение И. в южных областях йока полностью не объяснено.

Движение потоков заряд. частиц в И. приводит к возникновению турбулентных неоднородностей электронной концентрации. Причины их возникновения — флуктуации ионизирующего излучения и непрерывное вторжение в атмосферу метеоров, образующих ионизирующие следы. Движение ионизованных масс и турбулентность И. влияют на распространение радиоволн, вызывая *замирание*.

Изучение И. продолжает развиваться в двух направлениях — с точки зрения её влияния на распространение радиоволн и исследования физ.-хим. процессов, происходящих в ней, чем занимается *аэрономия*. Современная позволила объяснить и распределение ионов с высотой, и эффективный коэф. рекомбинации. Ставится задача построения единой глобальной динамич. модели И. Осуществление такой задачи требует сочетания теоретич. и лаб. исследований с методами непосредств. измерений на ракетах и спутниках и систематич. наблюдений И. на сети наземных станций.

Лит.: Р а т и л и ф Д. А., У к е К., И о н о с ф е р а, в сб.: Физика верхней атмосферы, пер. с англ., М., 1963; И о н о с ф е р н ы е п р о ц е с с ы, под ред. В. Е. Степанова, Новосиб., 1968; У т е т е н Р. К., П о н о в И. Д., Физика нижней ионосферы, пер. с англ., М., 1968; И в а н о в - Х о л о д н ы й Г. С., Н и к о л с к и й Г. М., С о л н ц е и и о н о с ф е р а, М., 1969; Распределение электронов в верхней атмосфере, пер. с англ., М., 1969; Г е р ш т е й н В. Н., Динамика ионосферной плазмы, М., 1974; Р и ш б е Г., Г л а з и р о т О. К., Введение в физику ионосферы, пер. с англ., Л., 1975; М и т р а А., Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли, пер. с англ., М., 1977; И в а н о в - Х о л о д н ы й Г. С., М и х а й л о в А. В., Прогнозирование состояния ионосферы, в Г. С. Иванова и Ю. Г. Поляриной ионосферы, Л., 1980; Физика и структура ионосферной плазмы, [Сб. ст.], М., 1981. Г. С. Иванова-Холодная.

ИОНОСФЕРНЫЙ ВОЛНОВОД — область пространства между поверхностью Земли и ионосферой, внутри к-рой происходит локализация радиоволн. Наряду с И. в. ниж. границей к-рого служит поверхность Земли, существуют ирионидные И. в. Локализация радиоволн в таких И. в. осуществляется как за счёт неомоготного распределения ионосферной плазмы по высоте, так и за счёт сферичности Земли. В лучевом приближении распространение радиоволн в И. в. подобно движению классич. частицы в поле с потенциалом $-u(z) = -n_e(z)z = \varepsilon(z) + 2z/R$, где $\varepsilon(z)$ — диэлектрич. проницаемость среды, z — высота над поверхностью Земли, R — радиус Земли, $z \ll R$. Ряд уровней энергии для электронов на поверхности Земли имеет величину $\varepsilon = -\cos^2 \alpha$, где α — угол излучения, составленный волновым вектором с горизонталью. Минимумы $u(z)$ соответствуют И. в. Поведение $u(z)$ изображено на рис.

для разл. условий в приближении изотропной плазмы (частота волны ω много больше гиромат. частоты), когда $\varepsilon(z) = 1 - \omega_0^2/\omega^2$ (ω_0 — плазм. частота). Рис. (а) соответствует ночным условиям, когда существует лишь один слой F (см. И о н о с ф е р а) и частота волны $\omega > \omega_{01}$, где ω_{01} — макс. частота, при к-рой возможно «возвращение» радиоволны на поверхность Земли за счёт её отражения от слоя F . Запирываемый участок соответствует ирионидному И. в. С увеличением частоты ω (увеличением ω_0) растёт локальный максимум $u(z)$, и для частоты $\omega = \omega_{01}$ касательная к u_m будет соответствовать значению $u_m = 1$ (рис., б). Появление др. ионосферных слоёв (напр., слоя E) иллюстрирует пунктирная кривая на рис. (б). При этом выделяются ирионидные И. в. E - и FE -типы. При разделении слоя F ионосферы на слои F_2 и F_1 , кроме И. в. E и F_2 , выделяются И. в. F_1E , F_2E , F_1 , F_2 (рис., в). Как правило, объёмы И. в. F_1E и F_2E невелики.

При явном ионизации свойств И. в. распространение радиоволн в нём происходит с сохранением адиабатич. инварианта $I = 4R_0^{-1} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} [\varepsilon - u(z)]^{1/2} dz$, где z_{\min} и z_{\max} — уровни отражения волны, ε — значение $u(z)$ на уровне отражения волны (рис., а). Нарушение инварианта приводит к изменению траектории в пределах осцилляции (к переходу на др. уровни). Нарушение полного инварианта $I_{\text{пол}}$, равного I при $\varepsilon = u_m$, где u_m — значение одного из максимумов $u(z)$ (напр., рис., б), приводит к выходу волны из И. в. данного типа. Поэтому захват или вывод волны из И. в. связан с нарушением $I_{\text{пол}}$. Для дальнейшего распространения радиоволн с малыми потерями важное значение имеют И. в., для к-рых z_{\min} превышает высоту поглощающего радиоволн D -слоя ионосферы ($z \sim 50$ – 90 км). В сферической симметричной ионосфере в приближении геом. оптики захват в ирионидные И. в. невозможен. В реальных условиях захват в такие И. в. радиоволн, излученных с поверхности Земли (и их вывод), может осуществляться за счёт рефракции радиоволн на горизонтальных градиентах плазмы, из-за рефракции и рассеяния на ионосферных неоднородностях, а иногда и при иеросачивании за счёт дифракционных эффектов.

Лит.: А л ь б е р т Я. Л., Распространение электромагнитных волн в ионосфере, 2 изд., М., 1972; Г у р е в и ч А. П., Ц е л и л и в а Е. Е., Сферичное распространение коротких радиоволн, М., 1979; Г е р ш т е й н В. Н., Е р у х и м о в Л. М., Я п и н Ю. Я., Волновые явления в ионосфере и космической плазме, М., 1984. Л. М. Ерухов, В. П. Урдов.

ИПСИЛОН-ЧАСТИЦЫ (ипсилониз; обозначение Υ) — общее назв. группы тяжёлых мезонов со спином 1, имеющих близкие массы ~ 10 ГэВ; являются *истинно нейтральными частицами*. Их *зарядовая чётность* $C = -1$, *пространств. чётность* $P = -1$. Первые И.-ч. (т. н. Υ и Υ') были открыты в 1977 г. группой амер. физиков во главе с Л. Ледерманом (Л. М. Lederman) при анализе взаимодействий быстрых (400 ГэВ) протонов с минералами из тяжёлых элементов, а последующие — на установках со встречными электрон-позитронными пучками в реакциях типа $e^+ + e^- \rightarrow \Upsilon$ — адроны (дентоны). На последних установках были детально изучены все 215

Частица	Масса (МэВ)	Ширина (МэВ)	Спектроскопич. обозначение
Γ	9 461	0,044	$1S_1$
Γ''	10 023	0,03	$2S_1$
Γ'''	10 355	0,018	$3S_1$
Γ''''	10 577	14	$4S_1$
Γ'''''	10 845	-100	$5S_1$
Γ''''''	11 020	-100	$6S_1$
Γ'''''''	11 200	-100	$7S_1$

тальному моменте $L=0$). Наличие семейства Γ -частиц связано с возможностью радиальных возбуждений в системе (bb) , не меняющих суммарный спин и чётность системы. Из последнего столбца табл. видно последовательное нарастание главного квантового числа в системе (bb) с увеличением массы частицы. У Γ''''''' и Γ'''''' и частиц с более высокими радиальными возбуждениями полная ширина существенно больше, чем у Γ , Γ' , Γ'' . Это связано с тем, что для первых трёх частиц энергетически запрещён распад на пару т. и. красивых B -мезонов ($m_B=5270$ МэВ), содержащих b -кварк, а распады в адроны, не содержащие b -кварков, сильно подавлены.

ИРАСТ-УРОВЕНЬ — уровень, ближайший к основному состоянию, т. е. обладающий наименьшей энергией возбуждения среди всех уровней ядра с заданной величиной спина. Состояние, отвечающее И.-у., имеет коллективный характер. Совокупность И.-у. со всеми спинами наз. и р а с т - п о л о с о й. Состояние на ираст-полосе, к-рое оказывается энергетически ниже ближайших соседних И.-у. со стороны меньших спинов, наз. и р а с т - л о в у л ю й. Это состояние может распадаться только путём γ -переходов, но не на ближайший И.-у., а в энергетичнее его. Если распад должен сопровождаться большим изменением спина (>2), то он осуществляется с помощью радицл. переходов высокой мультипольности. Поскольку такие переходы всегда затруднены, то состояния, отвечающие ираст-ловушке, оказываются сравнительно долгоживущими.

Лит. см. при ст. *Воскопосиновые состояния ядер, Коллективные возбуждения ядер.*

ИРИДИЙ (Iridium), Ir, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, ат. номер 77, ат. масса 192,22, относится к платиновой группе благородных металлов. Природный Ir состоит из изотопов с массовыми числами 191 (37,3%) и 193 (62,7%). Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $5s^2 4d^7 5p^6$. Энергия последоват. ионизации равны 9,4 и 17,0 эВ. Кристаллохим. радиус атома Ir 0,136 нм, радиус иона Ir^{4+} 0,065 нм. Средство к электрону 1,97 эВ; значение электроотрицательности 1,55.

В свободном виде — серебристо-белый металл, кристаллич. решётка кубич. гранцентрированная с постоянной решётки $a=0,38342$ нм. Плотн. 22,65 кг/дм³ (одна из самых высоких среди простых веществ), $t_{пл.} = 2447^\circ\text{C}$, $t_{кип.} = 4380-4577^\circ\text{C}$. Температура плавления 26,0 нДж/моль, теплота испарения 610 нДж/моль. Коэф. теплового линейного расширения $6,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (при темп-рах 0-100°C), уд. электросопротивление 5,40 мкОм·см. И. слабо парамагнитен, магн. восприимчивость $0,14 \cdot 10^{-6}$ (при 293 K). Модуль упругости 510 ГПа (20°C). Вредель прочности при растяжении 225 МПа. Тв. по Бринеллю 1,6-2,1 ГПа.

Химически малоактивен, устойчив на воздухе до темп-р св. 2000°C. В соединениях проявляет степени окисления +3 и +4.

И. применяют для изготовления электродов и термовар (для термовар используют также сплавы Ir и Rh); спец. тиглей, обладающих высокой корроз. устойчивостью; для нанесения защитных покрытий. Сплавы Ir с

характеристики Γ -частиц, K 1984 описано семь И.-ч. (табл.).

С совр. точки зрения И.-ч. представляют собой сложные системы, составленные из тяжёлых b -кварка и его антикварка \bar{b} , $\Gamma = (bb)$ (см. *Кваркони*). Это объясняет нейтральность и квантовые числа Γ -частиц (при параллельных спинах b и \bar{b} и орбитальном моменте $L=0$). Наличие семейства Γ -частиц связано с возможностью радиальных возбуждений в системе (bb) , не меняющих суммарный спин и чётность системы. Из последнего столбца табл. видно последовательное нарастание главного квантового числа в системе (bb) с увеличением массы частицы. У Γ''''''' и Γ'''''' и частиц с более высокими радиальными возбуждениями полная ширина существенно больше, чем у Γ , Γ' , Γ'' . Это связано с тем, что для первых трёх частиц энергетически запрещён распад на пару т. и. красивых B -мезонов ($m_B=5270$ МэВ), содержащих b -кварк, а распады в адроны, не содержащие b -кварков, сильно подавлены.

А. А. Комаев.

Pt и Pd используют для изготовления тензодатчиков, резисторов, токоснимателей. Из сплава Ir и Os делают катушки длины.

На ядрах ^{192}Ir впервые (1958) был открыт *Мессбауэра эффект*. Из искусств. радиоизотопов наиб. значение имеет ^{192}Ir (электронный захват и β^- -распад, $T_{1/2} = 74,08$ сут), γ -излучение к-рого используют в γ -дефектоскопии.

С. С. Вердусова.

ИРШОУ ТЕОРЕМА утверждает, что совокупность неподвижных частиц, взаимодействующих между собой с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния (притягивающихся или отталкивающихся), не может образовывать устойчивой равновесной системы. Сформулирована С. Иршоу (S. Earnshaw) в 1839.

Доказательство И. т. основано на том, что силы, действующие на неподвижную частицу со стороны др. неподвижных частиц, потенциальны, а соответствующий им скалярный потенциал Φ не может обесценивать равновесное состояние, отвечающее минимуму потенциальной энергии частицы. Действительно, потенциал Φ в области вне источников удовлетворяет ур-нию Лапласа $\Delta\Phi=0$, и вторые производные во всем трём декартовым координатам не могут иметь одинаковые знаки, так что Φ не может иметь экстремумов в этой области.

Разнообразные обобщения И. т. лежат в основе принципов построения систем свободного (бесконтактного) подвеса зарядк, намагнич. и нейтральных тел. Объекты с заданными (не зависящими от внеш. полей) дипольными и мультипольными моментами также удовлетворяют запрету И. т., что не распространяется, однако, на объекты с индуцированными (заведёнными) моментами. Напр., в простейшем случае, когда дипольные моменты (электрич. p , магн. μ) прямо пропорциональны внеш. полям ($p^e = \alpha^e E$, $\mu^m = \alpha^m H$, здесь E , H — напряжённости полей, α^e , α^m — соответствующие коэф.), то силы, действующие на них, задаётся потенциалами $\Phi = -\alpha^e |E|^2/2$, $\Phi = -\alpha^m |H|^2/2$ (в комбинированном случае — их суперпозицией). Величины $|E|^2$ и $|H|^2$ как ф-ции координат могут иметь как точки перепадов так и абс. минимумы (но не максимумы), поэтому в таких полях возможно удержание тел с α^e , $\alpha^m < 0$, к-рым, в частности, относится диамагнетик [это обобщение И. т. принадлежит В. Браунлеу (W. Braunleu, 1939)]. Аналогичная ситуация имеет место для высококачественных потенциальных сил, усреднённых по периоду колебаний. Так, для частицы с зарядом q и массой m в высокочастотном потенциале задаётся выражением $q^2 |E|^2 / (4\pi a^2)$ (a — круговая частота внеш. поля E), что позволяет локализовать её вблизи абс. минимумов $|E|^2$ вне зависимости от знака заряда q . Комбинация статич. и высокочастотных полей, а также введение обратных связей, управляющих значениями удерживающих полей, позволяет значительно расширить класс систем, на к-рые запрет И. т. не распространяется.

Лит.: Э а р н ш оу S., On the nature of the molecular forces which regulate the constitution of the luminiferous ether [1839], в сб.: *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 1842, т. 7, р. 87; Т а м м И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; В г а н н е к W., *Freischwebende Körper im elektrischen und magnetischen Feld*, *z. Phys.*, 1939, Bd 115, S. 753.

ИСКРОВАЯ КАМЕРА — управляемый тректовой детектор частиц, действие к-рого основано на возникновении искрового разряда в газе в месте прохождения заряж. частицы. Применяется в ядерной физике (исследование ядерных реакций), физике элементарных частиц (эксперименты на ускорителях), астрофизике (космич. лучи) и медицине. И. к. содержит разрядный промежуток, заполненный газом. *Телескоп счётчиков* (напр., сцинтилляционных, черенковских) вне И. к. регистрирует факт прохождения частицы через объём камеры и управляет (с помощью электронных устройств) подачей на электроды камеры высоковольтного короткого импульса (10-100 кВ) напряжения. Электроны, возникающие в газе камеры на пути зарж. частицы в

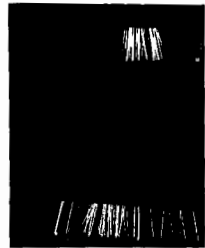
результате ионизации атомов газа, в электрич. поле И. к. ускоряются при движении к аноду. Набрав достаточную энергию и сталкиваясь с атомами газа, они возбуждают и ионизуют атомы, освобождая новые электроны. Процесс газового усложнения приводит к образованию электронно-фотонных лавин. Когда в головке лавины создается концентрация $\sim 10^9$ электронов, образуется *стример* — ступок плазмы, распространяющийся вдоль электрич. поля в обоих направлениях. В результате вдоль трека частицы возникает цепочка искровых разрядов (либо локально светящиеся области газа). Цепочка искр воспроизводит траекторию частицы.

История И. к. начинается с 1949, когда Дж. У. Койффел (J. W. Kuffel) впервые наблюдал искровой разряд между параллельными пластинами, вызванный прохождением частицы. В 1957 Т. Крашшоу (Т. Е. Cranshaw) и И. де Бар (I. F. de Beer) применили подачу высоковольтного напряжения на И. к. в форме импульса точчас после прохождения частицы. Применение И. к. в физике элементарных частиц высоких энергий началось после работы С. Фукуи (S. Fukui) и С. Миямото (S. Miyamoto) (1959), к-рые использовали для наполнения И. к. инертные газы He, Ne, Ar. Их отличит. характеристика — отсутствие у атомов электронного строения. В результате этого время образования искры сильно укорачивается, уменьшаются врем. флуктуации, что приводит к существенному улучшению эффективности (вероятности регистрации частицы) И. к. Обычно применяются Ne или Ne+He (70/30), к-рые медленно продавываются через объём И. к.

Электроды И. к. обычно плоские (площадь пластин от деситков см² до неск. м²), но могут использоваться камеры со сферич. и цилиндрич. геометрий. Большое распространение получили т. н. проволочные И. к., электроды к-рых состоят из множества параллельных проволочек. В экспериментах на ускорителях применяются И. к. с площадью электродов в неск. м², состоящих из тысяч проволочек, натянутых на расстоянии неск. мм друг от друга. Электрич. сигналы, возникающие на проволочных электродах, используются для получения (съёма) информации о координате частицы.

В узкоазорных И. к. (ширина зазора 1—2 см) искра появляется в месте прохождения заряд. частицы, но следует по направлению внеш. электрич. поля, т. е. перпендикулярно электродам. В эксперименте одновременно применяются много И. к. (стопка) и траектории частиц прослеживаются по картине искр в этих камерах.

В широкоазорных И. к. (ширина зазора 10 см) искра следует вдоль траектории (трека) частицы: соседние лавины, образующиеся вдоль ионизованного следа (трека), сливаются вместе и образуют нлазм. канал, по к-рому протекает искровой ток. Широкоазорные И. к. регистрируют частицу в виде светящегося трека, следующего в пространстве по направлению траектории заряд. частицы, в т. ч. и при наличии магн. поля, до тех пор, пока угол между направлениями электрич. поля *E* и траекторий частицы $\varphi \leq 45-50^\circ$.



При больших углах наступает т. н. проекционный режим, когда вместо одного трека образуется много слабосветящихся искр вдоль направления поля (перпендикулярно электродам). Широкоазорные И. к. регистрируют десятки одновременно. треков в камере с эффективностью $\sim 100\%$. Угл. точность следования искры вдоль

траектории частиц ~ 1 мрад. Для регистрации треков при $\varphi > 50^\circ$ (вышше до 90° , см. рис.) используют стримерный режим, при к-ром развитие стримера начинается с каждого первичного электрона и образуется на длине неск. мм (см. *Стримерная камера*).

Высоковольтное напряжение подается на И. к. с помощью триггерного устройства, срабатывающего по сигналу телескопа счётчиков. Основой высоковольтного контура для широкоазорных камер является ёмкость с накопленной энергией, передаваемой в заданный момент на И. к. В Ne работает напряжение ~ 10 кВ. Для питания широкоазорных камер используют многоступенчатые импульсные генераторы типа Аркадьева—Маркса, т. к. на камеру с зазором 20—30 см используется напряжение $\sim 200-300$ кВ. Импульсы необходимо подавать как можно быстрее после момента прохождения частицы, чтобы электроны ионизации, созданные вдоль трека в камере, не прилипли к эл.-отрицат. атомам и не отошли за счёт диффузии далеко от трека. Обычно задержка ~ 100 нс, длительность импульса десятки нс. Для очистки объёма широкоазорных И. к. от зарядов, созданных предыдущими частицами, на камеру подается пост. напряжение (200 В), при этом достигается время памяти $t \sim 1$ мкс. В широкоазорных И. к. такое малое t достигается с помощью малых добавок эл.-отрицат. газов.

Существует неск. способов съёма информации с И. к. Фотографич. метод. Используются при исследовании космич. лучей и в ранних экспериментах на ускорителях. Неудобства метода — его медленность (ограниченной механич. свойствами фотоаппарата) и отсутствие быстрой информации в реальном времени. Акустич. метод. Локализация искры определяется интервалом времени между образованием искры и приходом звуковых сигналов в микрофоны, расположенным в разл. частях камеры. Недостаток — сложность регистрации неск. одновременно. событий. Видиконный метод. Состоит в регистрации оптич. сигнала от И. к. При этом производится «оффоцирование» адресов искры с помощью видикона. Недостаток — признак чувствительности *видикона* (ниже, чем у фотоэлементов). Все 3 метода используются в магн. поле.

Для проволочных И. к. используются след. способы съёма информации. Метод ферритовых колец, к-рые накладываются на каждую нить И. к. При прохождении импульса тока через нить её кольцо меняет одно намагнич. состояние на другое. Через кольца протекают считывающие проволочки, связанные с ЭВМ. Ограничений по числу одновременно регистрируемых искр нет. Один искровой промежуток в проволочной И. к. даёт лишь одну координату. Для регистрации второй координаты применяется второй промежуток, но перевёрнутый на 90° . Магнитострикци. метод. Электроды И. к. изготавливаются из ферромагн. проволочек, изменяющих размеры при намагничивании (Ni и др.). На конце каждой проволочки надета считывающее кольцо. Искра производит локальную деформацию, распространяющуюся вдоль нити. Время задержки между прохождением искры и регистрацией кольцом сигнала от неё даёт координату. Метод распределения тока. На противоположных концах каждой нити измеряется токковый сигнал от одной и той же искры. Если нить однородна, сигналы делаются в отношении соразветлений соответствующих участков нити. Отношение сигналов определяет координату искры. Осн. преимущество этого метода — быстрое считывание (через 200 нс после события).

Основные характеристики И. к.: координатная точность 0,3—1 мм; время памяти 0,5—1 мкс; частота срабатывания 10—100 Гц; И. к. регистрирует многочастичные события (до сотен частиц).

И. к. просты в изготовлении и эксплуатации даже при очень больших размерах. Они удачно сочетают свойства таких трековых детекторов, как *пузырьковая*

камера (точная локализация траектории заряд. частиц, высокое пространств. разрешение), и таких электронных детекторов, как *сцинтилляционные детекторы* (высокое быстродействие и временное разрешение). И. к. широко применялись в 1960—75, однако в дальнейшем наибольшее применение получила стримерная камера.

Лит.: Искровая камера, М., 1967; Rice-Evans P., Spark, streamer, proportional and drift chambers, L., 1974.

В. А. Доловчин.

ИСКРОВОЙ РАЗРЯД (искра) — неустановившийся электрический разряд в газе, возникающий обычно при давлениях порядка атмосферного в том случае, когда непосредственно после пробоя разрядного промежутка напряжение на нём падает в течение очень короткого времени (от неск. долей мкс до соти мкс) ниже величины напряжения погасания разряда. И. р. возникает, если после погасания разряда напряжение вновь возрастает до величины напряжения пробоя. При увеличении мощности источника напряжения И. р. переходит обычно в *дуговой разряд*. В природных условиях И. р. наблюдается в виде молнии.

Развитие И. р. объясняется стримерной теорией электрич. пробоя газов: из электронн. лавин, возникающих при появлении электрич. поля на разрядный промежуток, при определ. условиях образуются т. н. *стримеры* — тонкие разветвлённые каналы, заполненные ионизованным газом. Стримеры, быстро удлиняясь, перекрывают разрядный промежуток и соединяют электроды непрерывными проводящими каналами. Далее сила тока резко нарастает, каждый из каналов быстро расширяется, в нём скачкообразно повышается давление, в результате чего на его границах возникает ударная волна. Совокупность ударных волн от расширяющихся искровых каналов порождает звук, воспринимаемый как характерный «треск» искры (в случае молнии — гром).

Величины, характеризующие И. р. (напряжение зажигания, напряжение погасания, макс. ток, длительность), могут меняться в очень широких пределах в зависимости от параметров разрядной цепи, величины разрядного промежутка, геометрии электродов, давления газов и т. д. Напряжение зажигания И. р., как правило, достаточно велико. Продолжая напряжение ниже в искре понижается от неск. десятков кВ/см в момент пробоя до соти В/см спустя неск. мкс. Макс. сила тока в мощном И. р. может достигать значений порядка неск. сотен кА.

Особый вид И. р. — *скользящий разряд*, возникающий вдоль поверхности раздела газа и твёрдого диэлектрика, помещённого между электродами. Области скользящего И. р., в к-рых преобладают заряды к.-л. одного знака, являющиеся на поверхности диэлектрика заряды др. знака, вследствие чего искровые каналы стоятся по поверхности диэлектрика, образуя т. н. ф и г у р ы Л и х т е н б е р г а. Процессы, близкие к происходящим в И. р., свойственны также *кистевому разряду*.

И. р. напёт разнообразное применение в науке и технике. С его помощью инициируют взрывы и процессы горения, измеряют высокие напряжения, его используют в спектральном анализе, для регистрации варж. частиц (см. *Искровой счётчик*), в искрокателе электр. цепей, для обработки металлов и т. п.

Лит. см. при ст. *Электрические разряды в газах*.

В. Н. Колесников.

ИСКРОВОЙ СЧЕТЧИК — прибор для регистрации лавин, принцип действия к-рого основан на возникновении искрового разряда в газе при ионизации в него заряд. частицы. Применяется в ядерной физике (изучение времени жизни возбуждённых состояний ядер), физике элементарных частиц (измерение скорости, координат и энергии заряд. частиц), астрофизике (космич. лучи) и медицине. Простейший вариант плоскопараллельного И. с. представляет собой два параллельных металлич. электрода в герметизированном объёме, за-

полненным Аг и парам органич. веществ (спирт, эфир и др.). К электродам через нагрузочное сопротивление R приложено пост. напряжение порядка \sim неск. кВ. Регистрируемая частица ионизирует молекулы газа. Образующиеся свободные электроны дают начало лавиннообразному нарастанию числа электронов в зазоре за счёт ионизации молекул газа в сильном электрич. поле (электронно-фотонные лавины). Затем наступает стримерная стадия пробоя (см. *Стримеры*), к-рая переходит в искровой разряд. После разряда напряжение на электродах медленно восстанавливается. Это «мёртвое» время ($\sim 10^{-3}$ с) необходимо для очищения газового зазора от заряд. перед регистрацией новой частицы. Состав и давление газовой среды влияют на условия получения стримерного вида искрового пробоя, обеспечивающего наилучшие счётную, временную и координатную характеристики И. с. Регистрация разряда осуществляется по электр. сигналу амплитудой до соти В, возникающему на нагрузочном сопротивлении, или по световому излучению от искры. В последнем случае используется фотоаппарат или *электрооптический преобразователь*.

Удовлетворит. характеристики И. с. впервые были получены Дж. У. Коффелом (J. W. Kenfell, 1949). Металлич. электроды И. с. имели площад. 35 см^2 при межэлектродном зазоре 2,5 мм. Газовая среда содержала ксилол (6 мм рт. ст.) и Аг (0,5 атм). Наблюдились искровые разряды вблизи места прохождения заряд. частиц. Флуктуация задержки прихода электрич. сигнала относительно момента прохождения частицы (временное разрешение) $\tau \sim 5 \cdot 10^{-9}$ с. С целью улучшения временного разрешения и задержки срабатывания И. с. в дальнейшем уменьшали межэлектродный зазор. Однако при этом необходимо уменьшение площади электродов, чтобы возрастающая энергия в искре их не разрушала. Давление газа увеличивали для получения большей эффективности регистрации. Наилучшие результаты были получены на И. с. с диаметром электродов 4 мм и межэлектродным зазором 0,1 мм. Газовая среда состояла из O_2 (0,5 атм), Нг (20 атм). При регистрации света от искры при помощи электронно-оптич. преобразователя было получено $\tau \sim 10^{-11}$ с. Уникальные временное разрешение и малая задержка срабатывания не были широко использованы из-за малой площади электродов, недостаточной скорости счёта и др.

Часть этих трудностей была преодолена в И. с. с локализов. разрядом, в к-ром каждый разряд снимает напряжение лишь с малой области электродов порядка неск. мм^2 в месте пролёта частицы. На остальной площади сохраняются высокое напряжение и способность независимой регистрации частиц. При этом ограничение на площадь электродов отсутствуют, улучшается нагрузочная способность, т. к. И. с. с локализов. разрядом эквивалентен большому числу независимых И. с. малой площади. Локализация разряда достигается за счёт использования полупроводящего анода с уд. сопротивлением $\sim 10^{10}$ Ом·см (напр., полупроводящее стекло) и газовой среды, поглощающей свет от искры; это необходимо для предотвращения ложных пробоев в соседних областях счётчика (напр., смесь дивинила, этилена, азобутана и Аг). Роль Аг играет полупроводящий электрод. Электрич. сигнал амплитудой в 1 В снимается через ёмкостную связь между областью разряда и проводящей поверхностью, нанесённой на внешнюю по отношению к газовому зазору сторону полупроводящего электрода. Проводящая поверхность обычно состоит из полисад, что обеспечивает одноврем. регистрацию мн. частиц. При зазоре 0,1 мм получено $\tau = 2,5 \times 10^{-11}$ с, при задержке срабатывания $2 \cdot 10^{-10}$ с. Точность определения координат частиц в плоскости электродов 0,1—0,3 мс. Эффективность регистрации релятивистских частиц при давлении газа ~ 10 атм близка к 100%. Для экспериментов на ускорителях использовались И. с. с локализов. разрядом площадью до 0,1 м^2 . Изготавливаются счётчики площадью 0,3 м^2 . Временные

координатные характеристики примерно в 40 раз превосходят характеристики *цифровых детекторов*. Недостаток И. с. — малое время жизни (10^{10} разрядов на 1 см^2 поверхности электродов), что связано с хим. процессами в газе при разрядах.

В отличие от *Гейзера сётки*, в к-ром электроны лишь у ити производят ударную ионизацию, в И. с. электрич. поле однородно и ударная ионизация может начаться в любой точке рабочего объёма. Это приводит к малому времени запыливания разряда. И. с. неоднородным электрич. полем, предложенный Грейнахром (Graunaher, 1939), имеет худшие характеристики, но обладает способностью при большем поле электроны регистрировать сильно ионизирующие частицы, напр. α -частицы. В неоднородном электрич. поле между плоскостями — катодом и итнью — анодом, расположенной над катодом на расстоянии ок. 1 мм, в стационарном состоянии горит коронный разряд; α -частицы, попадая в межэлектродное пространство, создают большую плотность ионизации, приводящую к искровому разряду. Чувствительность же к электронам практически отсутствует. Газовая среда — воздух при атм. давлении. Нарастание импульса происходит за время $\sim 10^{-7}$ с.

Лит.: Филлер Э., Нейерт Г., Счётчики излучения, пер. с нем., М., 1961; Данилев В. Д., Нестов Ю. Н., Петровых Н. В., Плоский искровой счётчик с допозитивным разрядом, «Приборы и техн. эксперимент», 1975, № 6, с. 36; Петров У. Ч., N. The status of spark counters with a localized discharge, «Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research», 1988, v. 265, p. 150. — Ю. Н. Пестов.

ИСПАРЕНИЕ — переход вещества из жидкого или твёрдого состояния в газообразное (пар), обычно со свободной поверхности. Чаще всего под И. понимают переход жидкости в пар, об обусловлен разностью хим. потенциалов жидкости и пара. И. твёрдых тел наз. в озгонкой или *сублимацией*. И. является фазовым переходом первого рода.

При И. совершается работа по преодолению сил сцепления в жидкости (работа выхода) за счёт кинетич. энергии молекул, в результате чего жидкость охлаждается. Кол-во теплоты, к-рое нужно сообщить жидкости при изотермич. образовании единицы массы пара, наз. теплотой парообразования. В отличие от *капельки*, И. происходит при любой температуре, причём с повышением температуры скорость И. возрастает вследствие уменьшения работы выхода и увеличения доли молекулы, обладающих необходимой кинетич. энергией, теплота испарения уменьшается, обращаясь в нуль в критич. точке.

В замкнутой системе жидкость — пар при пост. темп-ре T со временем устанавливается равновесное давление — давление насыщенного пара $p_n(T)$. Этому давлению соответствует равенство потоков испаряющихся и конденсирующихся (возвращающихся обратно в жидкость из пара) молекул. Производная $dp_n/dT > 0$ определяется *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*:

$$\frac{dp_n}{dT} = \frac{S_p - S_{ж}}{V_p - V_{ж}},$$

где $S_p - S_{ж}$ и $V_p - V_{ж}$ — скачки энтропии и объёма при фазовом переходе жидкость — пар. Для нахождения p_n используются эмпирич. выражения, напр.

$$\lg p_n = A - \frac{B}{T} + C \lg T + DT^6,$$

где A, B, C, D — индивидуальные для данного вещества постоянные.

На фазовой диаграмме однокомпонентной системы (рис.) равновесная кривая $p_n(T)$ расположена между тройной и критич. точками. В области темп-р T ниже темп-ры T_0 тройной точки эта кривая имеет метастабильное продолжение ab' , где стабильным фазам соответствует равновесие кристалл — пар. Разные вещества имеют характерные фазовые диаграммы, широко распринятые на плоскости p, T . В координатах $\lg(p/p_n)$,

T_k/T_0 (где p_k, T_k — критич. давление и темп-ра) кривые сближаются, но не сгущаются в одну линию. Для неассоциированных жидкостей набор таких кривых с хорошим приближением можно рассматривать как однопараметрич. семейство $p/p_n = f(T/T_k, A)$. Параметр термодинамич. подобия (критерий подобия) A можно использовать для описания и др. свойств вещества в области газожидкостных состояний.

Для капели жидкости радиуса r равновесное давление пара p_r при заданной темп-ре больше (а для пузырьков пара в жидкости — меньше), чем давление насыщен-



Фазовая диаграмма однокомпонентной системы с одной нормально плавляющейся кристаллич. фазой: a — тройная точка; $к$ — критическая точка; ab — линия равновесия жидкость — пар; ac, ad — линии равновесия кристалл — пар и кристалл — жидкость соответственно.

пин при плоской границе раздела (см. *Капиллярные явления*). Приближённо зависимость отношения p_r/p_n от r описывает *Кельвина уравнение*: $p_r/p_n = \exp(2\sigma V_m/rRT)$, где σ — поверхностное натяжение, V_m — объём жидкости. Т. о., И. выше для мелких капели и крупннх капели могут расти за их счёт (см. *Атмосфера*).

При интенсивном испарении жидкости плотность пара вблизи поверхности ниже, чем при изотермич. равновесии фаз. Для установления стационарного потока массы испаряющегося вещества j_m необходим поток к поверхности такого стационарного потока теплоты iq , чтобы $iq/j_m \geq L + \Delta\epsilon_n$, где L — теплота фазового перехода, ϵ_n — превышение внутр. энергии единицы массы пара над равновесной энергией. При интенсивных потоках подводной энергии, напр. при лазерном нагреве, когда $\Delta\epsilon_n \gg L$, И. мало связано с условиями фазового равновесия системы жидкость — пар и определяется гидродинамич. условиями у поверхности раздела фаз. При И. сферич. частиц в поле очень мощного лазерного излучения за счёт реактивной отдачи получены давления до 10^{13} Па и сжатие мишени до плотностей, превышающих плотность исходной конденсированной фазы на два порядка.

И. играет важную роль в энергетике, холодильной технике, в процессах сушки, испарительного охлаждения и т. д. В системе из двух или более компонент равновесный состав пара отличается от состава жидкой фазы, что используется для разделения (очистки) вещества (метод перегонки).

Лит.: Радченко И. В., Молекулярная физика, М., 1965; Хирс Д., Шаунд Г., Испарение и конденсация, пер. с англ., М., 1966; Кирьяли И. В. А., Сычев В. В., Шейнли И. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983; Филиппов Л. П., Подобие свойств веществ, М., 1978. — В. П. Сиринюв.

ИСПУСКАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ (лучеиспускательная способность, излучательная способность) — осн. характеристика *теплового излучения*, испускаемого с поверхности нагретого тела, мерой к-рой является поток энергии излучения, испускаемого за единицу времени с единицы поверхности тела. И. с. в данном направлении B (наз. также энергетич. яркостью поверхности) рассчитывается на единицу телесного угла; И. с. во всех направлениях ϵ (наз. также светимостью) при выполнении *Дальберта закона* равна πB . И. с. зависит от темп-ры поверхности T и характеризуется при каждой темп-ре опреде. спектральным составом испускаемого излучения. Спектральная ϵ_{λ} И. с. рассчитывают на единицу интервала частот ν (или длин волн λ) и соответственно обозначают $B_{\nu, T}$ и $\epsilon_{\nu, T}$ (или $B_{\lambda, T}$

и $\epsilon_{\lambda, \nu}$. Полная (интегральная) И. с. V_T и $\epsilon_{\lambda, \nu}$ получается интегрированием спектральной И. с. по всему спектру.

Спектральная И. с. связана *Кирхгофа законом излучения* с поглотительной способностью тела, для абсолютного черного тела она определяется *Планка законом излучения* (см. также *Излучение равновесное*).

Наряду с И. с. поверхности нагретого тела в теории переноса излучения рассматривается *объемная И. с.* (коэф. искусственный).

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РЕАКТОР — ядерный реактор, предназначенный для проведения фундамент. и прикладных исследований. Образующиеся в нем нейтроны и γ -кванты используются как инструмент или объект исследований. При создании И. р. стремятся достичь макс. значения плотности потока нейтронов. Эта величина оптимизируется либо в полости для облучения (материаловедч. И. р.), либо на выходе (пучковые И. р.). Нек-рые И. р. работают в импульсном или пульсирующем режиме (см. *Импульсный реактор*). Наиб. интенсивные потоки нейтронов (до $5 \cdot 10^{15}$ нейтрон/см²·с в среднем по времени и до $2 \cdot 10^{16}$ нейтрон/см²·с в импульсе) достигнуты в И. р. СМ-2, ВВР-М, ИБР-2, ИРГ ИИК (СССР), HFR в Ин-те Ляуа-Лашжевена (Франция), HFBR (Нью-Йорк) и др.

Лит.: Бать Г. А., Коенко А. С., Кабанов Л. П., Исследовательские ядерные реакторы, 2 изд., М., 1985.

Е. И. Шебалин.

ИСТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ИЗ ОТВЕРСТИЯ. Может происходить в газовой или жидкую среду или в вакуум. Если истечение происходит из отверстия в стенке сосуда в атмосферу, то имеет место т. н. незатопленное, или свободное, истечение (рис. 1). Струи несжимаемой жидкости, выходящая под постоянным напором H из отверстия площадью ω , сжимается, образуя сжатое сечение площадью $\omega_1 = \epsilon \omega$ (ϵ — коэф. сжатия струи). Скорость истечения определяется по ф-ле $v = \phi V \sqrt{2gH}$, где ϕ — т. н. коэф. скорости, зависящий от гидравлич. сопротивлений, возникающих при истечении, g — ускорение свободного наедания (см. также *Торричелли формула*). Расход вытекающей жидкости

$$Q = \mu \omega V \sqrt{2gH}, \quad (*)$$

где $\mu = \phi \epsilon$ — коэф. расхода отверстия. Коэф. ϕ , μ , ϵ зависят от вида отверстия, от *Рейнольдса числа* и *Фруда числа*, характеризующих течение. С уменьшением этих чисел коэф. ϕ уменьшается, а коэф. ϵ возрастает (рис. 2).

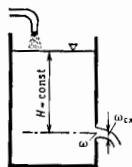


Рис. 1. Схема истечения жидкости из малого отверстия в тонкой стенке в атмосферу.

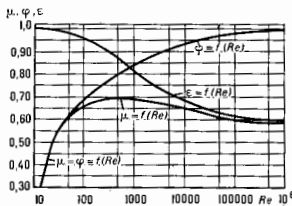


Рис. 2. Зависимость коэффициентов истечения от Re .

При истечении воды из малых отверстий в тонкой стенке сосуда ($\delta < 3d$, где δ — толщина стенки, d — диаметр отверстия) обычно принимают $\epsilon = 0,62 - 0,64$, $\phi = 0,97 - 0,98$, $\mu = 0,60 - 0,61$.

Если струя вытекает под уровнем жидкости (рис. 3), то имеет место т. н. затопленное истечение (истечение под уровнем). При этом расход определяется всё ещё по ф-ле (*), но в качестве напора H для одинаковых жидкостей следует принимать разность уровней $H =$

$= H_1 - H_2$. При вытекании воды из больших прямоугольных отверстий шириной b (рис. 4) расход определяется из ф-лы:

$$Q = \frac{2}{3} \mu b V \sqrt{2g} [H_2^{3/2} - H_1^{3/2}],$$

к-рая при $H_1 = 0$ переходит в ф-лу расхода при истечении через водосток.

Если напор, под к-рым происходит истечение, изменяется с течением времени (напр., при наполнении и опорожнении резервуаров), то возникает неустановившееся движение жидкости. При истечении из цилиндрич. сосуда время t , в течение к-рого уровень опускается от H_1 до H_2 , определяется из зависимости:

$$t = 2\Omega (\sqrt{V H_1} - \sqrt{V H_2}) / \mu \omega V \sqrt{2g},$$

где Ω — площадь сечения сосуда.

Теория истечения из отверстия находит применение при определении необходимых размеров отверстий в разл. сосудах, баках, шлюзах, в некоторых частях ялтин, а также для определения расходов и скоростей истечения жидкостей разной вязкости и сроков опорожнения резервуаров различной формы.

В случае истечения капельных жидкостей в вакуум или среду, давление в к-рой ниже давления насыщенных

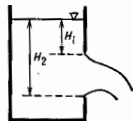


Рис. 4. Схема истечения из больших прямоугольных отверстий; b — размер отверстия по нормали к плоскости чертежа.

наров жидкости при данной тем-ре, процесс истечения сопровождается фазовыми переходами (испарение) и картина существенно усложняется. Такие явления возникают, напр., при сливе жидкостей (в частности, крионых ракетных топлив) из космич. летат. аппаратов. Об истечении газа см. в ст. *Сопло, Струя*.

Лит.: Альтшуль А. Д., Гидравлические сопротивления, 2 изд., М., 1982; Альтшуль А. Д., Ивнов Л. П., Ивнов Л. С., Ивнов Л. П., Гидравлика и аэродинамика, М., 1987.

А. Д. Альтшуль.

ИСТИННО НЕЙТРАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ — элементарные частицы (или системы из элементарных частиц), к-рые тождественны своим античастицам (антисистемам). У И. н. ч. значения всех квантовых чисел, меняющих знак при зарядовом сопряжении, т. е. при переходе от частицы к античастице (электрич. заряд и магн. момента, барионного и лептонного чисел, странности, очарования и др.), равны нулю. Примерами И. н. ч. могут служить след. адроны: π^0 , η , ϕ -мезоны, ψ и Γ -частицы. По совр. представлениям, все они являются системами, составленными из элементарных частиц — кварков и антикварков — одного типа; $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, что и объясняет их тождественность своим античастицам. Другой пример истинно нейтральной системы — *позитроний* (e^+e^-). Единственной И. н. ч. не имеющей составной природы, в настоящее время считается фотон. Все И. н. ч. имеют опред. значение *зарядовой четности* (C). Для фотона $C = -1$, для всех составных систем $C = (-1)^{L+S}$, где L — орбитальный момент систем, S — её полный спин. В частности, для π^0 и η -мезонов $L = 0$, $S = 0$, т. е. $C = +1$; для ϕ - и Γ -частиц $L = 0$, $S = 1$, т. е. $C = -1$.

ИСТОЧНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (источники света) — приборы и устройства, а также природные и космич. объекты, в к-рых разл. виды энергии преобразуются в энергию оптич. излучения в диапазоне длин волн $\lambda \approx 10$ нм — 1 м. Космич. и природные излучающие объекты — Солнце, звёзды, атм. разряды и др. — являются естественными И. о. и. Искусствен-

ше И. о. и. в зависимости от вида преобладающего элементарного процесса испускания — вынужденного или спонтанного — разделяются на когерентные (см. *Когерентность*) и некогерентные. Когерентные И. о. и. (лазеры) генерируют излучение с чрезвычайно большой спектральной интенсивностью и высокой степенью направленности и монохроматичности. Излучение большинства И. о. и. некогерентно и представляет собой «сплошную» эл.-магн. волн, спонтанно испускаемых совокупностью независимых элементарных излучателей.

Описываемые выше искусства, некогерентные И. о. и. классифицируют по видам излучений, роду вводимой в них энергии и способам преобразования её в световую, по назначению, виду и области спектра (ИК, видимая, ближняя УФ, вакуумная УФ), конструктивным особенностям и режимам эксплуатации, обусловленным разл. требованиями, предъявляемыми к И. о. и. в их разнообразных научных и прикладных применениях.

Излучение И. о. и. характеризуется энергией, (e) или световыми (ν) фотометрич. величинами — потоком $\Phi_{e, \nu}$ силой света I_e , яркостью $L_{e, \nu}$, светимостью $M_{e, \nu}$, а его распределение по спектру описывается их спектральной плотностью. Многие И. о. и., преим. со сплошным спектром, удобно аттестовать по их яркостной T_R или цветовой T_C темп-ре. В ряде применений существенно знать освещенность $E_{e, \nu}$, создаваемую И. о. и., или для их характеристики используются нестандартные величины, напр. поток фотонов Φ_N . Импульсные И. о. и. характеризуются длительностью t и формой импульса излучения, к-рое описывается никовыми значениями и интегралами по времени фотометрич. величин (см. *Фотометрия импульсная*). Эффективность преобразования вводимой в И. о. и. энергии в световую определяется энергетич. (спектральным) кдд или *световой отдачи* η_{ν} . В число техн. характеристик И. о. и. входят также вводимая мощность P или энергия W , размер светящегося тела S , пространственное распределение и стабильность излучения, срок службы и т. п. Наиб. важные для конкретных И. о. и. показатели определяются их назначением.

Самыми распространенными являются выпускаемые промышленностью осветительные лампы и И. о. и., используемые в серийных приборах и техн. устройствах. В научных исследованиях наряду с серийными используются также спец. лаб. И. о. и., наиболее соответствующие требованиям эксперимента.

По виду излучения, определенным термодинамич. состоянием светящегося тела, И. о. и. разделяются на тепловые и неравновесно нагретым телом в конденсированном состоянии и люминесцирующее с неравновесно возбуждаемым телом в любом агрегатном состоянии. Особый класс составляют плазменные И. о. и., излучение к-рых в зависимости от параметров плазмы и спектрального интервала может быть равновесным и неравновесным, тепловым или люминесцентным.

Тепловые И. о. и. имеют сплошной спектр и энергетич. характеристики, описываемые законами теплового излучения, в к-рых осн. параметрами являются темп-ра T и коэф. излучения светящегося тела $\epsilon(\lambda, T)$. С повышением T быстро возрастают L_e и M_e и спектральные плотности этих величин, а их максимум смещается в коротковолновую область. В пределе $\epsilon(\lambda) = 1$ достигается излучение абсолютного черного тела, что близко выполняется, напр., для Солнца ($T = 6 \cdot 10^3$ К, $L_e = 2 \cdot 10^9$ кд/м², $E_e = 1,37$ кВт/м² — вне атмосферы), излучение к-рого используется в теплофиз. и энергетич. теплоустановках, а также может применяться для накачки лазеров. В искусств. тепловых И. о. и. излучающее тело нагревается электрич. током или в результате выделения энергии в хим. реакции горения.

Пламена, возникающие при горении газовых, жидких или твердых горючих веществ, имеют сплошной спектр излучения с T_R до 3000 К, образованийный раскаленными твердыми микрочастицами. В отсутствие таких частиц наблюдается полосатый и линейчатый спектр излучения, создаваемый газообразными продуктами горения или хим. элементами, специально вводимыми в пламя, напр. для спектрального анализа методом пламенной фотометрии или атомно-абсорбционным. В виротехн. осветительных и сигнальных средствах (ракеты, фейерверки и др.), излучение к-рых имеет $I_e = 10$ —300 кд и длительность $t = 5$ —200 с, используются спрессованные пламенные составы, содержащие горючее вещество (порошок Mg или Al, их смеси и сплавы или органич. вещества) и окислитель (богатые кислородом соли Na, K или Ba). Аналогичные составы для освещения при фотографировании обеспечивают большую скорость горения ($t \sim 0,1$ с) и $L_e \sim 10^7$ кд/м². Фотогр. лампы-высоки однократного действия дают импульсы излучения с $t \sim 10^{-2}$ с и L_e до 10^8 кд/м² при сгорании Mg- или Zr-фольги в наполненной O₂ колбе.

В качестве источника ИК-излучения используют керамику и металлы. Вид разных форм (плиты, трубы, сетки и др.) и размеров (от неск. см до десятков см), нагреваемых до $T = 500$ —1800 К пламенным или каталитическим (без пламени) сжиганием газа. К ним относятся газовые ИК-излучатели, калильные сетки.

В электрич. ИК-излучателях накачиваемый ток нагреватель (нихромовая или вольфрамовая спираль) помещается в излучающую оболочку из кварцевого стекла ($P = 0,5$ —5 кВт, T до 1400 К), керамики ($P = 0,1$ —1,2 кВт, T до 1300 К), жаропрочной стали (трубчатый электронагреватель, $P = 0,05$ —25 кВт, $T = 400$ —1000 К) либо излучает само тело накала, изготавливаемое в виде ленты, спирали, стержня, трубы и т. д. из тугоплавких металлов (W, Mo, Ta, Pt и др.) или проводящих неметаллич. материалов (графит, тугоплавкие карбиды и оксиды металлов). Графит [возгоняется при $T = 3640$ К, $\epsilon(\lambda) = 0,7$ —0,9] и металлы, напр. W [плывается при $T = 3650$ К, $\epsilon(\lambda > 1 \text{ мкм}) = 0,4$ —0,1, $\epsilon(\lambda > 0,25 \text{ мкм}) = 0,5$ —0,4], вследствие большой хим. активности при рабочих темп-рах $T = 1800$ —3200 К могут использоваться только в вакууме или инертной газовой среде (за исключением Pt). Перечисленные источники ИК-излучения применяются в теплофиз. исследованиях и для промышл. термообработки материалов.

Этаलोंные излучатели для ИК-спектрофотометрии — штифт Нерпста, глабор — имеют хорошо воспроизводимую зависимость $\epsilon(\lambda, T) = 0,8$ —0,95 в ИК-области. Штифт Нерпста представляет собой стержень \varnothing (0,1—0,3) × (1—3) см из спец. оксидно-керамич. массы (ZrO₂, Y₂O₃, ThO₂), проводящий при $T > 1000$ К. Разогреваемый током до $T = 1700$ К, он излучает как серое тело при $\lambda > 7 \text{ мкм}$. Глабор — проводящий силантовый (SiC) стержень размером \varnothing (0,6—2,5) × (6—40) см при рабочей $T = 1400$ К имеет $M_e \approx 80$ кВт/м² и немонотонную зависимость $\epsilon(\lambda)$ в области $\lambda = 2$ —200 мкм; нанесение покрытия из ThO₂ позволяет повысить T до 2200 К.

Для метрологич. измерений используется определенное только величиной T равновесное излучение модели черн. тела с $\epsilon(\lambda) > 0,99$. Модели черн. тела представляют собой сферу, конич. конусовидные цилиндры, полости с малым отношением диаметра выходного отверстия ($\varnothing \leq 3$ см) к глубине полости, изготовляемой из графита, стеклоуглерода, металлов или их карбидов, нагреваемых до $T \leq 3000$ К ($P = 0,1$ —25 кВт).

Электрич. вольфрамовые лампы накаливания (ЛН) являются самыми распространенными тепловыми И. о. и., применяемыми для общего и спец. освещения, сигнализации, в кинопроект. аппаратуре, проекторах, в качестве эталонов в пиетрии и фо-

тометрии (светозамерт. лампы). Номенклатура серийных ЛН составляет ок. 600 типовых размеров — от сверхминиатюрных ($P=0,01$ Вт, \varnothing 0,2 см) до мощных проекторных ($P=10$ кВт, \varnothing 30 см). Тело накала изготавливается из W в виде нити, спирали или ленты и помещается в вакуумируемую или наполненную инертным газом стеклянную колбу, обычно кашеобразной формы. Световые характеристики и срок службы ЛН, ограничиваемый нотеением колбы из-за расширения W нити и её перегоранием, сильно зависят от T накала: при $T=2400-3300$ К, $L_{10}=10^4-3 \cdot 10^7$ кд/м², $\eta_{10}=8-28$ лм/Вт срок службы от 1000 до 5 ч соответственно.

Газополные ЛН (ГЛН) наполняются Xe с добавками I_2 или летучих хим. соединений Wg, обеспечивающих обратный перенос испарившегося W со стенки колбы на нить в замкнутом хим. цикле. Благодаря этому они служат до 2000 ч при $T_c=3200$ К и $\eta_{10}=28$ лм/Вт, $P=(4.5-2) \cdot 10^4$ Вт. Для осуществления галогенного цикла оболочка должна иметь $T \sim 500$ К, поэтому колбы ГЛН служат узкая кварцевая трубка \varnothing (0,8-3,6) \times (3,6-90) см, вдоль оси к-рой располагается вольфрамовая спираль или кварцевый цилиндр, близко прилегающий к компактному телу накала. ГЛН применяются в тех же областях, что и обычные ЛН, а также для накачки непрерывных лазеров, в ксерографии и термографии.

Электродосветные И. о. и., в к-рых достигаются предельные значения в конденсированном состоянии $T \sim 4200$ К и $L_{10} > 3 \cdot 10^8$ кд/м², используются в проекторах, установках радиац. нагрева, в качестве стандарта яркости в спектроскопии и точечного эталонного источника в фотометрии. Излучателем в них служит анодный кратер или ограниченная раскаленная зона катода (\varnothing 0,07-1 см) дугового разряда в воздухе (угольные электроды, P до 30 кВт) или в наполненной Ar лампе (вольфрамовые электроды, $P_{мин}$ до 2 Вт). Для улучшения световых характеристик в электродах делают спец. вставки из ZrO_2 , CaO_3 и др. На сплошной поверхности излучения электрода накладываются линии и полосы спектра дуговой плазмы.

Плазменные И. о. и. имеют энергетич. характеристики и вид спектра излучения, определяемые темп-рой T и давлением p плазмы, образующейся в них при электрич. разряде или иным способом, и изменяющиеся в широких пределах в зависимости от хим. состава рабочего вещества и выводимой уд. мощности. При низких T и p спектр излучения в основном представляет собой узкие атомные резонансные линии и молекулярные полосы. С увеличением выводимой уд. мощности и повышением T в спектре излучения плазмы начинают преобладать линии возбужденных атомов и ионов и появляется сплошной фон, обусловленный тормозным и рекомбинац. излучениями, возникающими при столкновениях электронов и ионов. При повышении давления линии уширяются, интенсивность континуума возрастает и сначала в линейчатой, а затем и в сплошном спектре, начиная с длинноволновой его части, достигается насыщение до интенсивности излучения абсолютно черного тела при T плазмы. Преломные параметры, ограничиваемые технически осуществимой скоростью ввода энергии и стойкостью материалов конструкции, в импульсных плазменных И. о. и. намного выше, чем в непрерывных.

Газоразрядные И. о. и. изготавливаются в виде герметичных ламп трубчатой, шаровой и др. форм с впаянными в них электродами, наполняемых газами при давлениях от Па до МПа. В них могут вводиться металлы или их хим. соединения, испаряемые при разряде в буферном инертном газе (Ar, смесь Ne-Ar, $p \approx$ сотня — тысячи Па) до давления насыщенных паров r_N , определяемого темп-рой колбы. Особенно широко используется Hg, имеющая относительно высокое r_N при низких T и химически не взаимодей-

ствующая со стеклом. Разрядные трубки ламп со шероными и др. металлами изготавливаются из термич. и химически стойких иррадиационных материалов (спец. сорта стекла, поликор и др.) и обычно помещаются во внеш. стеклянную оболочку для поддержания необходимого теплового режима, к-рый устанавливается только через нек. минут после включения. Ртутные и ксенонные лампы высокого (до 2 МПа) и сверхвысокого (до 20 МПа) давления имеют колбы из кварцевого стекла, сохраняющего прочность при рабочих темп-рах 700-1200 К. В лаб. источниках используются камеры спец. конструкций, напр. с продумом газа, с дифференциальной откачкой для получения вакуумного, УФ-излучения и др. Спектральный диапазон излучения, выходящего из газоразрядных И. о. и., определяется областью пропускания материала колбы лампы — силикатных (0,29-4,4 мкм) и кварцевых (0,16-4,5 мкм) стёкол или оксидов из этих и др. оптических материалов (сапфир, флюорит, MgF, LiF).

Газоразрядные И. о. и. п. из какого давления ($p \leq 20$ кПа) в зависимости от плотности тока на катоде j_c работают в режиме тлеющего или дугового разряда. В индикаторных лампах и в аэроламп, обычно наполняемых смесью Ne с He и Ar, используются тлеющее свечение, локализованное вблизи катода ($L_{10}=10^2-10^4$ кд/м²). Трубочатные лампы с парами Hg ($p_H > 10$ Па) и Na ($p_N > 0,2$ Па) в положительном столбе разряда излучают в резонансных линиях Hg ($\lambda=253,7$; 184,9 нм) и Na ($\lambda=589,0$; 589,6 нм) до 80% вводимой мощности, благодаря чему достигаются большие кд и η_{10} . Вследствие малых токов их мощность $P \leq 80$ и 500 Вт соответственно, а срок службы доходит до 15 000 ч. Натриевые лампы имеют самую высокую η_{10} (до 170 лм/Вт), но из-за плохой цветопередачи применяются только для наружного освещения и сигнализации. Ртутные люминесцентные лампы широко используются для внутреннего и декоративного освещения. На внутр. поверхности их стеклянной трубки \varnothing (1,7-4) \times (13-150) см наносится слой люминофора, преобразующий резонансное излучение Hg в видимую область со спектральным составом излучения, близким к дневному свету ($T_c=2700-6000$ К, L_{10} до 80 кд/м², η_{10} до 90 лм/Вт) или определенной цветности. Эритемные (люминесцентные с $\lambda=280-400$ нм) и бактерицидные лампы, излучающие с $\lambda=253,7$ нм через стёкла колбы из увиолевого стекла, используются в медицине и биологии.

Спектральные лампы, излучающие узкие, в основном резонансные линии разл. элементов или непрерывный спектр с известной спектральной плотностью Φ_e , используются в спектрофотометрии, эмиссионном, атомно-абсорбционном и атомно-флуоресцентном анализе, спектроскопии сверхвысокого разрешения, оптич. магнетометрии, рефрактометрии, в качестве эталонов длин волн и спектральной плотности при градуировке спектральных приборов и приёмников излучения. Спектральные дуговые лампы с парами металлов (Hg, Cd, Zn, Tl, Na, K, Rb, Cs) излучают линейчатые спектры с яркими ($L_{10}=2,5-1000$ кд/м²) резонансными линиями металлов в видимой, ближних УФ- и ИК-областях; лампы с инертными газами излучают линейчатые спектры с резонансными линиями инертных газов в вакуумной УФ-области ($\Phi_e=10^{14}-10^{16}$ ф/с). Водородные и дейтериевые лампы излучают рекомбинац. и молекулярный континуум в диапазоне $\lambda=500-165$ нм и линейчатый спектр до $\lambda=90$ нм. В высокочастотных безэлектродных лампах (серийные) — со сферич. стеклянной колбой \varnothing 2 см) спектры этих и нек-рых др. логколетучих элементов возбуждаются эл.-магн. полем с частотой $1-10^4$ МГц, благодаря чему устраняются электродные загрязнения, уменьшаются самопоглощение и уширение резонансных линий, а их интенсивность значительно возрастает. Спектральные лампы с полым катодом излучают линейчатые

спектры элементов, в т. ч. трудноплетучих, расплавленных с катода поной бомбардировкой. Спектральные лампы всех типов позволяют получать линейчатые спектры ок. 70 хим. элементов. В спектроскопии используются также разл. лаб. модификации газоразрядных И. о. и. низкого давления: лампы с инертными газами, излучающие молекулярно-континуумом в диапазоне $\lambda=60-200$ мкм; метрологич. лампы с чётными изотопами, имеющими особо узкие линии без сверхтонкой структуры ($\Delta\nu=0,01$ см $^{-1}$) при охлаждении области разряда до криогенных темп-р, и др. источники.

Дуговые лаб. источники и серийные лампы высокого и сверхвысокого давлений позволяют вводить значит. уд. мощность ($J_0 > 100$ А/см 2) и дают излучение высокой яркости с широко варьируемым спектром. Свободно горящая дуга, используемая в эмиссионном спектральном анализе, имеет неустойчивый канал, в к-рый наступают испускающие линейчатый спектр пары материала электродов или спец. вставки в нём. В лаб. источниках, применяемых в спектроскопии плазмы, дуга стабилизируется устраняющей загрязнение вытяжной газа через электроды или охлаждаемыми водой медными шайбами (при наблюдении канала длиной неск. см и ϑ 0,2—1 см вдоль оси). Такая стабилизированная каскадная дуга используется и как эталонный источник (в континууме Ar при $p=0,1-1$ МПа, T_D до $1,2 \cdot 10^4$ К; в вакуумных УФ-линиях N T_D до $2,2 \cdot 10^4$ К). Мощная дуга с вихревой стабилизирующей каналом ϑ 0,2—1 см и длиной неск. см, обычно в Ar при p до 7 МПа и P до 150 кВт, даёт сплошное излучение с $T_B \sim 6000$ К и применяется для имитации солнечного излучения, в фотохимии и установках радиола. нагрева.

В дуговых ртутных трубчатых (ДРТ) лампах высокого давления [$\vartheta(1,5-3,2) \times (4,5-110)$ см, $P=0,1-5$ кВт] резонансные линии сильно самообращены и в основном излучаются уширенные линии в УФ ($\lambda=312,365$ нм) и видимой областях; в сплюсн. ИК-секторе при $\lambda > 1000$ мкм $T_B=1000-4000$ К. Специально стабилизированная лампа такого типа с хорошо воспроизводимым распределением спектральной плотности Ф, в УФ-секторе служит эталонным источником. Лампы ДРТ применяются в люминесцентном анализе, фотохимии, ИК-спектроскопии, для возбуждения спектров комбинац. рассеяния, в медицине и биологии, для светокопирования и фотолитографии. Для освещения используются ртутные лампы, в к-рых разрядная трубка помещается в стеклянную оболочку, покрытую люминофором, усиливающим красную часть спектра ($P=80-2000$ Вт, η_D до 50 лм/Вт); для УФ-облучения разрядная трубка помещается в непрозрачную для видимого света оболочку.

В металлогалогенных лампах — дуговых ртутных с излучающими добавками (ДРИ) — спектр корректируют, вводя в разряд галогениды разл. металлов (Na, Tl, In, Sn, Sc, Dy, Ho, Tm), к-рые испаряются легче, чем сами металлы, и не разрушают кварцевую колбу. Замкнутый галогенный цикл переноса металла со стенки в область разряда протекает при высокой и равномерной темп-ре колбы, поэтому разрядную трубку помещают в стеклянную оболочку или делают лампы с короткой дугой в шаровой колбе. Лампы ДРИ ($P=0,4-4$ кВт, $\eta_D=60-100$ лм/Вт), имеющие спектр, близкий к солнечному ($T_B=4200-6000$ К), используют для имитации его излучения, цветных фото-, кино- и телевизионных съёмки, полиграфии, проекти. аппаратуры и прожекторов.

В шаровых лампах сверхвысокого давления — дуговых ртутных (ДРШ) и ксенонových (ДКСШ) — для уменьшения тепловой нагрузки стенка удалена от канала разряда, и он сохраняет устойчивость только при малом межкатодном промежутке (0,03—1 см). Лампы ДРШ ($P=0,1-10$ кВт, $L_D=10^6-2,5 \cdot 10^6$ кд/м 2),

имеющие спектр, обрезанный при $\lambda < 280$ нм за счёт самооглощения, с сильно уширенными линиями и интенсивным фоном, находят применение в люминесцентном анализе и микроскопии, проекти. системах и в фотолитографии.

Лампы ДКСШ ($P=0,2-3$ кВт; разбросные; с принудительным охлаждением до 55 кВт, $\eta_D=35-58$ лм/Вт, $L_D=10^6-6 \cdot 10^6$ кд/м 2), используемые в кинопроект. аппаратуре, в установках радиола. нагрева и сварки светом, для имитации излучения Солнца, имеют в видимой области непрерывный спектр, близкий к солнечному, с группой сильных линий в диапазоне $\lambda=0,8-1$ мкм. Их излучение можно модулировать с частотой до неск. десятков кГц.

Ксенонные трубчатые лампы высокого давления $\vartheta(0,4-3,8) \times (5-210)$ см, $P=2-50$ кВт, $\eta_D=20-45$ лм/Вт, $L_D=3 \cdot 10^6$ кд/м 2), имеющие аналогичный спектр, но с большим числом линий, применяются для наружного освещения и для накачки лазеров непрерывного действия. Для накачки Nd лазеров небольшой мощности более эффективны ксенонные лампы с менее насыщенным спектром, в к-ром фон слабее и доминируют уширенные линии, а также лампы с парами щелочных металлов (особенно K—Rb), т. к. их спектры лучше согласуются с нососами накачки.

Лампы с парами щелочных металлов при давлении ~ 4 атм в трубках $\vartheta(0,5-1,2) \times (3,5-12)$ см из сафира или полимера селективно излучают в видимой и ближней ИК-областях ($P=0,25-1$ кВт, T_D до 4500 К). Натриевые лампы высокого давления с разрядной трубкой, содержащей также Xe и Hg во внеш. колбе, применяются для освещения ($T_B=2100$ К).

И м п у л с н ы е л а м п ы в ы с о к о й яркости, достигаемой за счёт кратковрем. ввода очень большой уд. мощности при электрич. разряде, обычно питаемом от батареи конденсаторов, а также при лазерном нагреве или ударном сжатии газа. Импульсные трубчатые или шаровые лампы, как правило, наполняемые Xe при давлении 10—100 кПа, рассчитаны на опред. энергию разряда W или ср. мощность $P_{ср}$ в частотном режиме, в пределах к-рых могут варьироваться длительность и яркость одиночной вспышки. В секторе их излучения наблюдаются уширенные атомные и ионные линии, особенно яркие в диапазоне $\lambda=0,8-1$ мкм, и сплошной фон, насыщаемый в зависимости от режима разряда до уровня, близкого к излучению абсолютно черного тела. Трубчатые лампы делятся на три осн. типа: для накачки лазеров — $\vartheta(0,5-1,6) \times (3,6-100)$ см, $W=50-4 \cdot 10^4$ Дж, $P_{ср}=0,01-10$ кВт, $\tau=0,1-1,5$ мкс; светосигнальные и фотосветительные с прямой, спиральной и др. трубками — $W=15-2 \cdot 10^4$ Дж, $P_{ср}=2-5500$ Вт, $\tau=0,06-40$ мкс, L_D до $8 \cdot 10^6$ кд/м 2 ; стробоскопические (капильные) — $\vartheta(0,05-0,5) \times (1-7)$ см, $W=0,05-25$ Дж, $P_{ср}=4-1600$ Вт, $\tau=2-300$ мкс, L_D до $1,2 \cdot 10^6$ кд/м 2 с частотой импульсов до 5 кГц. В шаровых лампах ($P=0,002-160$ Дж, $P_{ср}=2-300$ Вт, $\tau=0,35-50$ мкс), используемых в стробоскопах, фотолитографии, для сверхкороткой фотосъёмки, достигаются L_D до 10^4 кд/м 2 ($T_B > 3 \cdot 10^4$ К). Искровой разряд с наименьшими длительностями τ не реализуется при мин. индуктивности разрядного контура в лаб. источниках для импульсного фотолиза или для сверхкороткой фотосъёмки. Разновидностями искрового разряда, применяемыми в эмиссионной спектроскопии, являются вакуумная искра, в к-рой возбуждаются спектры многозарядных ионов, и скользящий разряд, развивающийся по поверхности подложки из термостойкого диэлектрика различной формы, размерами несколько см.

Лазерная плазма, образующаяся при фокусировке мощного импульса лазерного излучения в плотном газе (лазерная искра, $T_B=(2-4,5) \cdot 10^4$ К) или на твердой мишени ($T_B=3 \cdot 10^4-1,8 \cdot 10^6$ К, $S=10-3 \cdot 10^{-1}$ см 2), позволяет получить яркую вспышку ($\tau=$

$= 10^{-9} - 10^{-7}$ с) используется в абсорбционной и эмиссионной спектроскопии.

В электроразрядных арональных И. о. и, при большой уд. мощности, вводимой в ограниченной стенкой или магн. полем канала разряда, плазма образуется из материала прилегающей к нему интенсивно испаряющейся непроводящей стенки и канал продувается разогретыми в нём продуктами эрозии. При ионизации плазмы в окружающее пространство устанавливаются квазистационарные условия, а продвигаясь канал обеспечивает его устойчивость при воздействии магн. поля. На основе капиллярного разряда с испаряемой стенкой (КРИС) создавая серия импультных стандартов яркости, излучающих как абсолютно черное тело при $T = (3.3 - 4.0) \cdot 10^4$ К в области $\lambda = 4.5$ мкм — 75 мкм через открытый торец пластмассовых капилляров $\varnothing 0.45 - 0.2$ см ($\tau = 3 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-4}$ с), а криници его действия использован в мощной лампе для УФ-области с газовой защитой кварцевой трубки $\varnothing 3 \times \times 20$ см продуктами испарения спец. пластмассовой вставки внутри неё ($W = 200$ кДж, $T_H = 2.2 \cdot 10^4$ К, $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ с). В магнитоуричных разрядах (МНР) плазма вжимается внем. магн. полем к плоской $\varnothing 4 - 240$ см² или цилиндрич. $\varnothing 14 \times 75$ см² поверхности разл. диэлектриков ($T = (1 - 2.5) \cdot 10^4$ К, $\tau = 10^{-4} - 2.5 \cdot 10^{-2}$ с). Плазменный фокус $\varnothing 0.6 \times (5 - 15)$ см² магнитоламенного компрессора излучает сильный континуум, создаваемый рекомбинирующими ионами, в вакуумной УФ-области до $\lambda \approx 4$ мкм ($W = 9.4$ кДж, $T_H = (2.5 - 6) \cdot 10^4$ К, $\tau = 20$ мкс). Мощные стендовые И. о. и. такого типа используются для накачки лазеров, имитации высокотемпературных радиационно-газодинамич. явлений; лаб. источники КРИС и МНР — в спектроскопии плазмы.

Металлич. плазма, образующаяся при электрич. варке тонких проволок в газе или вакууме (W до 70 кДж, $\tau = 1 - 100$ мкс), даёт яркую вспышку излучения со сплошным спектром, близким к абсолютно черному телу при $T_H = (1.5 - 5) \cdot 10^4$ К. Литиевая плазма оптиически прозрачна при $\lambda < 465$ нм. При взрыве фольги или одновременно неск. проволок образуется плазма с развитой плоской или цилиндрич. излучающей поверхностью размером до $\varnothing (20 \times 40)$ см² с $T = (1.5 - 3) \cdot 10^4$ К при W до 250 кДж (т. н. слойный импульсный разряд). Взрывом проволоки инициируются протяжённые (до 1 м) сильноточные (до 500 кА) самосветящиеся разряды в газах ($Z = \text{нпч}$, $T = (2 - 4) \cdot 10^4$ К). Такого типа И. о. и. применяются для накачки лазеров и импульсного фотонала (стендовые установки), а также для освещения в фотографии и сверхскоростной съёмки (лаб. источники). Импульсная сильноточная дуга в Ar излучает в вакуумной УФ-области до $\lambda = 110$ нм ($W = 1 - 10$ кДж, T_H до $3 \cdot 10^4$ К) и используется для импульсного фотонала и фотонизации газа в фотонизаци. лазерах. В таких разрядах расширяющийся канал диаметром неск. см сжимается под действием магн. поля тока (*пич-эффект*); длительность эффективного излучения не превышает ~ 100 мкс вследствие развития МГД-неустойчивостей.

Импульсный нагрев газа при его быстром сжатии до состояния излучающей плазмы осуществляется в движущихся со сверхзвуковой скоростью ударных волнах, создаваемых в т. н. ударных трубах, к-рые применяются для определения атомных и молекулярных констант и сечений элементарных фотопроцессов. Интенсивное излучение со сплошным спектром, близким к излучению абсолютно черного тела при T до 10^5 К, наблюдается в сильных ударных волнах, образующихся при выходе детонационной волны из кумулятивного канала арядя взрывчатого вещества в газ (воздух, инертный газ) при давлении ~ 1 атм. Эти т. н. взрывные И. о. и. с $T_H = (2.4 - 6) \cdot 10^4$ К, $\varnothing 3 - 8$ см и $\tau = 5 - 30$ мкс используются для высокоскоростной фотографии, световых испытаний материалов и в качестве стандартов яркости.

Люминесцирующие И. о. и. В источниках света этого типа излучают холодные твёрдые и жидкие люминофоры и газы, возбуждаемые потоком фотонов, электронов и др. частиц или электрич. полем. Их световые характеристики и спектр излучения определяются свойствами люминофора, а также плотностью потока и энергией возбуждающих частиц или напряжённостью электрич. поля.

Фотолюминесценция используется для преобразования спектра излучения первичного источника. В люминесцентных лампах слой люминофора (обычно галосфат Са, активированный Sb и Mn, фосфат-павадат Y, активированный Eu) излучает в видимой или ближней УФ-области под действием УФ-излучения разряда. Флуоресцентные резонансные лампы излучают очень узкие резонансные линии при фотовозбуждении паров металлов или газон ионным источником.

К а т о д о л ю м и н е с ц е н ц и я, возникающая в газах под действием мощного пучка электронов с энергией $\mathcal{E} \sim 10^5 - 10^6$ эВ, используется для получения коротких вспышек излучения с $\tau \approx 10^{-6} - 10^{-8}$ с; при этом в инертных газах излучаются молекулярные континуумы с M_e до 10^4 МВт/м². В газоструйном источнике непрерывного действия струя Ar при криогенных темп-рах возбуждается электронным пучком ($\mathcal{E} \sim 2$ кэВ) и излучает молекулярный континуум в области $\lambda = 50 - 150$ нм со спектральным распределением, близким к солнечному. Такие же континуумы излучения при энергии электронов в пучке $\mathcal{E} \sim 500$ эВ наблюдаются в кристаллах инертных газов ($\Phi_{N_2} \approx 10^{18}$ ф/с). Источники с атомным пучком, возбуждаемым потоком электронов, используются для получения очень узких спектральных линий с $\Delta\nu$ до 0.002 см $^{-1}$. В источнике «пучок-фольга» при проходе пучка ионов на ускорителя через тонкую фольгу возбуждаются спектры атомов и многозарядных ионов. Такой источник используется для определения вероятности энергетич. переходов. Катодолуминесцентные И. о. и. являются покрытые люминофорами экраны электроплучевых трубок и электронно-оптич. преобразователей (L_p до $3 \cdot 10^4$ кд/м²), возбуждаемые пучком электронов с $\mathcal{E} \approx 10^7$ эВ, а также низковольтные катодолуминесцентные индикаторы ($\mathcal{E} \approx 10 - 30$ эВ, L_p до 1500 кд/м²).

Э л е к т р о л ю м и н е с ц е н ц и я в газах возникает в сильном электрич. поле при существенно неравновесных условиях их возбуждения, напр. в установке с самостоятельным поперечным разрядом неоскудной длительности, излучающем в молекулярных полосах N_2 при атм. давлении поток фотонов Φ до 10^4 фотон/с. На основе инъекционной *электродолуминесценции* в полупроводниковых кристаллах работают с в е т о л ю м и н е с ц е н ц и е й (L_p до 1000 кд/м²), изготовляемые в виде дискретных ($S \approx 10^{-6}$ см²) и интегральных устройств, служащих эл. элементом онтоэлектроники, применяемых также для индикации и сигнализации и в качестве катодных источников. В электродолуминесцентных индикаторах напылях (L_p до 300 кд/м²) используется предпробное свечение порошкообразных активированных кристаллофосфоров, помещаемых между обкладками конденсатора, на к-рый подается режим. напряжение.

Р а д и о л ю м и н е с ц е н ц и я, возбуждаемая продуктами радиоактивного распада разл. изотопов, позволяет получать, напр., резонансное излучение инертных газов в радиоизотопных спектральных лампах (M_N до 10^{12} ф/с-см²) или видимое излучение в светосоставах постоянного действия ($L_p \approx 0.2$ кд/м²). Световые вспышки, возникающие в сцинтилляторах под действием неонизирующих частиц, а также излучение Черенкова — Вавилова и переходное излучение используются для регистрации релятивистских заряд. частиц.

С и н х р о т р о н н о е излучение, испускаемое электронами в синхротронах, имеет интенсивный

сплошной спектр, переключающий весь оптич. диапазон. Оно может быть точно рассчитано, его спектральный состав и яркость (Φ_N при $\lambda=10$ мкм до $7 \cdot 10^{13}$ фотон/с·см, Φ_N при $\lambda=100$ мкм до $3 \cdot 10^{14}$ фотон/с·см) регулируются изменением энергии электронов; оно очень стабильно, благодаря чему используется как эталонное в вакуумной УФ-области, однако оно узко направлено по касательной к орбите электронов и частично поляризовано. Сигнорзон вместе с рабочим оборудованием представляет собой сложную стеновую установку.

Лит.: Имульсные источники света, под ред. И. С. Маршала, 2 изд., М., 1978; Рохлягин Г. Н., Газоразрядные источники света, М., 1985; Дитяков В. С., Рохлягин Г. Н., Тепловые источники оптического излучения, М., 1973; Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я., Вакуумная спектроскопия и ее применение, М., 1976; Александров А. Ф., Рухадзе А. С., Физика сильноточных электропроводящих источников света, М., 1978; Цикулин М. А., Попов Е. Г., Излучательные свойства ударных волн в газах, М., 1977; Либедьева В. В., Техника оптической спектроскопии, 2 изд., М., 1986; Крикунов Л. З., Справочник по основам инфракрасной техники, М., 1978; Либерман И., Источники некоррелированного оптического излучения, в кн.: Справочник по лазерам, пер. с англ., т. 2, М., 1978, с. 58; Подольский И. В., Физика и техника плазменных источников света, ГИИТ, С.-П. Зависова, 1983, т. 92, в. 186, с. 19; Справочная книга по светотехнике, под ред. В. В. Алленберга, М., 1983; Баянов Ю. Г., Спектры коротковолнового излучения импульсных ламп (обзор), Ж. техн. спектроскопии, 1984, т. 10, в. 8, с. 885; Швацман Л. П., Источники вакуумного ультрафиолетового излучения непрерывного действия (обзор), «Оптико-мех. пром-сть», 1984, № 9, с. 54.

С. Н. Белов.

ИТЕРАЦИЙ МЕТОД (последовательных приближений метод) — способ решения матем. задач, заключающийся в построении последовательности, члены к-рой получаются с помощью повторного применения к.л. операции. Нач. член последовательности выбирают в достаточной степени произвольно. И. м. применяют для решения операторных ур-ний вида

$$Au = f, \quad (1)$$

определения минимума некого функционала, поиска собств. значений и ф-ий ур-ния $Au = \lambda u$, доказательства существования решений этих задач, а также для исследования поведения сложных систем.

Наиб. простой алгоритм, реализующий И. м., — одношаговая итерация

$$u^{(k+1)} = A_k u^{(k)}, \quad k=0, 1, 2, \dots, \quad (2)$$

где $u^{(0)}$ — нач. член последовательности. Сходимость последовательности (2) определяется принципом сжимающихся отображений — теоремой о существовании и единственности неподвижной точки у отображения A полного метрич. пространства X с метрикой ρ в себя, если для любых $x, y \in X$ выполняется неравенство $\rho(Ax, Ay) \leq \alpha \rho(x, y)$, где $0 < \alpha < 1$. Неподвижная точка u^* — решение ур-ния $Au = u$; ур-ние (1) приводит к этому виду заменой $\tilde{A}u = u - (Au - f)$.

Если для нач. члена выполняется неравенство $\rho(Au^{(0)}, u^{(0)}) \leq m$, где m — нек-рое число, то для n -й итерации верна след. оценка:

$$\rho(u^{(n)}, u^*) \leq m\alpha^n (1 - \alpha)^{-1}.$$

Операторы A_k для ур-ния (1), заданного в линейном метрич. пространстве, обычно строят по ф-лам $u^{(k+1)} = A_k u^{(k)} = u^{(k)} - N_k(Au^{(k)} - f)$, где N_k — нек-рая последовательность операторов, определяющая тип итерационного алгоритма. Для ускорения сходимости при выборе N_k используют вариант метода. Напр., при решении ур-ния (1) с самосопряженным положительно определенным ограниченным оператором A , действующим в гильбертовом пространстве \mathcal{H} со скалярным произведением (f, g) , и элементом $\xi \in \mathcal{H}$ полагают $u^{(k+1)} = u^{(k)} - \alpha_k (Au^{(k)} - f)$, $(k=0, 1, 2, \dots)$, где параметр $\alpha_k = (A\xi, \xi)^{(k)} / (A\xi, \xi)^{(k)}$ выбирают на каждом шаге из условия минимизации нормы величины $\xi^{(k+1)} = Au^{(k+1)} - f$.

Простой вид приобретает И. м. при решении системы линейных алгебр. ур-ний $Ax = b$, к-рую преобразуют к виду $x = Bx + c$. Решение находят как предел последовательности $x^{(k+1)} = Bx^{(k)} + c$, $k=0, 1, 2, \dots$ Для сходимости метода при любом нач. приближении $x^{(0)}$ необходимо и достаточно, чтобы все собств. значения матрицы B были по модулю меньше 1. Если $\|B\| \leq \varphi < 1$, то для погрешности k -го члена верна оценка $\|x^{(k)} - x^*\| \leq \varphi^k \|x^{(0)} - x^*\|$. Скорость сходимости можно увеличить, если на k -м шаге при вычислении i -й компоненты вектора x учитывать уже вычисленные k -е приближения первых $(i-1)$ компонент.

При решении практич. задач не всегда можно проверить условия сходимости итераций. В конкретных расчетах обычно на каждом шаге требуют уменьшения расстояния между последоват. итерациями. Счет прекращается при увеличении расстояния. Однако в нелинейных задачах возможно сложное поведение членов итерационной последовательности, при изменении параметров системы могут возникать новые неподвижные точки, области притяжения (окрестности неподвижных точек, в к-рых концентрируются значения членов итерационной последовательности) могут перекрываться. В этих условиях необходим постоянный контроль за поведением итерационной последовательности, но гарантировать сходимость последоват. приближений уже невозможно. И. м. используют для исследования сложного поведения динамич. систем, напр. для моделирования перехода от ламинарного течения жидкости к турбулентному. Примером сложного поведения простых систем является итерационная процедура $x^{(n+1)} = f(x^{(n)})$, $f(x) = 4\mu x(1-x)$, $0 \leq \mu \leq 1$. В зависимости от значений параметра μ система может иметь 1, 2, 4, ... неподвижных точек; при большем кол-ве неподвижных точек поведение системы не отличается от хаотического (см. *Фейенбаумга универсальность*).

Лит.: Колмагоров А. Н., Фомин С. В., Элементы теории функций и функционального анализа, 5 изд., М., 1981; В. Е. Рохлягин.

ИТЕРБИЙ (Ytterbium), Yb, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 70, ат. масса 173,04, относится к лантаноидам. Природный И. состоит из смеси 7 стабильных изотопов с массовыми числами 168, 170—174 и 176, среди к-рых наиболее распространены ^{174}Yb (31,84%), наименее распространен ^{188}Yb (0,135%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^{14} 5s^2 5p^6 6s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 6,254, 12,17, 25,5 эВ. Кристаллохимический радиус атома Yb 0,193 нм, иона Yb^{3+} 0,081 нм. Значение электроотрицательности 1,2.

В свободном виде — мягкий серебристо-белый металл; кристаллич. решетка α -Yb кубич. границентрированная с параметром $a=0,5483$ нм, при 796° переходит в β -Yb с кубической объемноцентрированной решеткой. Плотн. α -Yb 6,96 кг/дм 3 , $t_{пл}=816-824^\circ\text{C}$ (по разным данным), $t_{кип}=1193-1214^\circ\text{C}$, теплота плавления 7,66 кДж/моль, теплота воопки 144,1 кДж/моль \times К. Уд. сопротивление 0,27 мкОм \times м (при 25°C). Парамагнитен, магнитная восприимчивость $+0,41 \times 10^{-9}$. Твердость по Бринеллю 196 МПа, модуль упругости 17,85 ГПа, предел сдвига 6,97 ГПа. В хим. соединениях проявляет степени окисления +3, реже +2.

Металлический И. используют в качестве газополучителей в электровакуумных приборах. Добавки Yb^{3+} служат активаторами в кристаллофосфорах. Из искусственных радионуклидов И. наиболее значимые имеют ^{189}Yb (электронный захват, $T_{1/2}=32$, сут) и ^{175}Yb (β^- -радиоактивен, $T_{1/2}=4,19$ сут).

С. С. Вердмасов.

ИТТРИЙ (Yttrium), Y, — редкоземельный хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. но-

мер 39, ат. масса 88,9059. В природе представлено стабильными ^{89}Y . Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $4s^2p^6d^15s^2$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 6,217, 12,24 и 20,52 эВ. Кристаллохим. радиус атома Y 0,181 нм, иона Y^{3+} 0,097 нм. Значение электроотрицательности 1,21.

В свободном виде — серебристо-белый металл. Кристаллич. решётка $\alpha\text{-Y}$ гексагональная плотноупакованная с параметрами решётки $a=0,36474$ нм и $c=0,57306$ нм; при 1480 °C переходит в $\beta\text{-Y}$ с кубич. объёмноцентрированной решёткой ($a=0,408$ нм). Плотн. $\alpha\text{-Y}$ 4,469 кг/дм³, $t_{\text{пл}}=1528$ °C, $t_{\text{кип}}=3322$ °C. Теплод. плавления 11,39 кДж/моль, теплод. возгонки 404,5 кДж/моль, теплод. кипения 362,4 кДж/моль. Уд. сопротивление 6,9·10⁻⁶ Ом·см; ср. коэф. линейного теплового расширения 9,3·10⁻⁶ К⁻¹, уд. теплоёмкость 0,31 кДж/кг·К (50 °C). Твёрдость по Бриггелю 350–400 МПа, модуль упругости 63,3 ГПа (27 °C).

В хим. соединениях проявляет степень окисления +3, по свойствам близок к лантаноидам (особенно к Eu—Lu, вместе с к-рыми образует иттриевую подгруппу).

Малое сечение захвата тепловых нейтронов ($1,38 \times 10^{-28}$ м²) позволяет использовать И. как конструкционный материал в атомной промышленности. Из сплавов Y с Be изготовляют отражатели и замедлители нейтронов, работающие при темп-рах св. 1000 °C. Добавление И. к алюминиевым сплавам повышает их прочность. Присесь 1% И. в стали существенно повышает её устойчивость к окислению, добавка И. к ванадию улучшает его пластичность. И. входит в состав разл. люминофоров, в т.ч. кооперативных люминофоров и «красных» люминофоров для цветного телевидения. Иттриевые ферриты используют в радиоэлектронике. И. соединения И. являются лазерными материалами. Из искусств. радионуклидов И. наиб. значение имеют β^- -радиоактивные ^{89}Y ($T_{1/2}=64,4$ ч) и ^{91}Y ($T_{1/2}=58,51$ сут), содержащиеся в продуктах деления, а также получаемый на циклотроне ^{88}Y (электронный захват и β^- -распад, $T_{1/2}=106,6$ сут).

С. С. Бердоснов.



КАБИББО УГОЛ — параметр теории слабого взаимодействия, характеризующий отношение вероятностей процессов без изменения и с изменением странности, напр.: $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ и $p \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. К. у. θ_C входит в адронный заряженный ток (т. н. ток Кабиббо):

$$\begin{aligned} \vec{j}_\mu(x) = & \bar{u}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) d(x) \cos \theta_C + \\ & + \bar{u}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) s(x) \sin \theta_C. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $u(x)$, $d(x)$ и $s(x)$ — Дирака поля u -, d - и s -кварков (эспер. обозначено дираковское сопряжение; x — точка пространства-времени), γ_μ и γ_5 — Дирака матрицы ($\mu=0, 1, 2, 3$). При этом первый член тока (1) даёт вклад в матричные элементы процессов, в к-рых не меняется странность адронов, а второй — процессов, в к-рых странность адронов меняется на единицу и удовлетворяет правилу $\Delta Q = \Delta S$ (ΔQ и ΔS — изменение странности и заряды адронов). Из выражения (1) (при использовании $SU(3)$ -симметрии) можно получить соотношения между амплитудами соответствующих процессов с изменением и без изме-

нения странности, к-рые согласуются с опытными данными. Это было впервые показано в 1963 Н. Кабиббо (N. Cabibbo). Из эксперим. данных следует, что

$$\sin \theta_C = 0,226(9). \quad (2)$$

При учёте s -кварка и заряд. тока (1) необходимо добавить ток Глаузу — Ипполуто — Майяни

$$\begin{aligned} \vec{j}_\mu^{GI} (x) = & \bar{c}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) s(x) \cos \theta_C - \\ & - \bar{c}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) d(x) \sin \theta_C. \end{aligned} \quad (3)$$

Малая величина параметра $\sin \theta_C$ объясняет тот факт, что распады очарованных частиц в основном сопровождаются образованием странных частиц.

Лит.: Бердоснов С. Д. Ж., Элементарные частицы и их токи, пер. с англ., М., 1970; Окунь Л. Б., Делонте и кварки, М., 1981. С. М. Биленький.

КАВИТАЦИЯ (от лат. cavitas — пустота) — образование в капальной жидкости разрывов сплошности и с появлением полостей (т. н. кавитат. пузырьков), заполненных газом, паром или их смесью, в результате местного понижения давления. Если понижение давления происходит вследствие возникновения больших

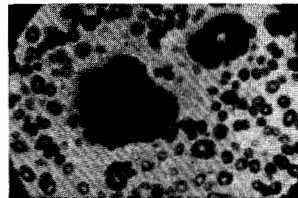


Рис. 1. Кавитационный пузырь на торцевой поверхности вращающегося стержня (десятикратное увеличение).

местных скоростей в потоке движущейся жидкости, то К. наз. гидродинамической, а если вследствие прохождение акустич. волн, то акустической (см. Кавитация акустическая).

Гидродинамич. К. возникает в тех участках потока, где давление понижается до нек-рого критич. давления $p_{кр}$. Минимумы давления возникают на криволинейных твёрдых телах, а при наличии сильной завихренности — и во внутр. областях жидкости. При этом присутствующая в жидкости газ или пара (рис. 1), двигаясь с потоком жидкости и попадая в области давления $p < p_{кр}$, приобретают способность к неогранич. росту. После перехода в область, где $p > p_{кр}$, рост пузырька прекращается и он начинает сокращаться. Если пузырёк содержит достаточно много газа, то по достижении им мин. радиуса он восстанавливается и совершает нек-рое число затухающих колебаний, а если мало, то пузырёк замыкается полностью в 1-м периоде жизни. Т. о., вблизи обте-



Рис. 2. Кавитационная зона в трубе с местным сужением.

каемого тела создаётся довольно чётко ограниченная зона, заполненная движущимися пузырьками (рис. 2). Сокращение кавитат. пузырька происходит с большой скоростью и сопровождается звуковым импульсом тем более сильным, чем меньше газа содержит пузырь-

рёк. Если степень развития К. такова, что возникает и схлопывается множество пузырьков, то явление сопровождается сильным шумом со спектром от неск. сотен Гц до сотен кГц. Спектр расширяется в область низких частот по мере увеличения макс. радиуса пузырьков.

Если бы жидкость была идеально однородной, а поверхность тела, с к-ром она граничит, идеально симметричной, то разрыв происходил бы при давлении значительно более низком, чем давление насыщенного пара жидкости, при к-ром жидкость становится метастабильной. Прочность воды на разрыв, вычисленная при учёте тепловых флуктуаций, равна 1500 кг/см^2 . Реальные жидкости менее прочны. Макс. растяжение тщательно очищенной воды, достигшее при темп-ре воды 40°C , составляет 280 кг/см^2 . Обычно же разрыв возникает при давлениях лишь немного меньших давлений насыщ. пара. Низкая прочность реальных жидкостей связана с наличием в них т. н. кавитационных центров: плохо смачиваемых участков поверхности обтекаемого тела, твёрдых частиц, частиц с трещинами, заполненных газом, микроскопич. газовых пузырьков, предохраняемых от растворения мономолекулярными органич. плёнками, порных образований.

Если кавитат. зародок имеет форму газового пузырька радиуса R_0 , содержащего водной пар при давлении насыщения p_n , то статич. давление, при к-ром он теряет устойчивость и начинает неограниченно расширяться, выражается ф-лой

$$p_{кр} = p_n - \frac{2}{3\sqrt{3}} \left(\frac{2\sigma}{R_0} \right) \left[1 + (p_0 - p_n) \frac{R_0}{R} \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где p_0 — равновесное внешн. давление, R — радиус расширяющегося пузырька, σ — поверхностное натяжение жидкости. Движение границы зародка в предположении, что жидкость идеальная и несжимаема, а течение около пузыряка сферично симметрично и изменение объёма газа происходит адиабатически, описывается ур-нием

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho} \frac{2\sigma}{R} - \frac{1}{\rho} (p_0 - p_n + \frac{2\sigma}{R_0}) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} = \frac{1}{\rho} [p_n - p(t)], \quad (2)$$

где γ — показатель адиабаты, ρ — массовая плотность жидкости. Решение ур-ния (2) имеет важные приложения в вопросах кипения перегретых жидкостей, акустич. кавитация, кавитат. эрозии и т. д.

Гидродинамич. К. характеризуется т. н. числом кавитации $\chi = 2(p_\infty - p_n) / \rho v_\infty^2$ (где p_∞ и v_∞ — давление и скорость набегающего потока), к-рое служит одним из критериев подобия, моделируемых гидродинамич. течений. При моделировании наступления К. по числу χ наблюдается масштабный эффект, заключающийся в более раннем возникновении К. при испытаниях с большей скоростью или на телах больших размеров.

Увеличение скорости потока после начала К. влечёт за собой более быстрое возрастание числа развивающихся пузырьков, вслед за чем происходит их объединение в общую каверу и течение переходит в струнное. Для плохообтекаемых тел, обладающих острыми кромками, струнный вид К. формируется очень быстро. Макс. площадь поперечного сечения и длина пространств каверы при $\chi \ll 1$ приблизительно обратно пропорционально χ , тогда как сопоставленные тела, образующего каверу, слабо зависят от χ .

Если внутри каверы через тело, около к-рого возникает К., подвести атм. воздух или иной газ, то размеры каверы увеличатся. При этом установится течение, к-рое будет соответствовать числу К., определяемому уже не давлением насыщ. водного пара p_n , а давлением газа внутри каверы p_k : $\chi = 2(p_\infty - p_k) / \rho v_\infty^2$.

Всплытие и деформация такой кавитационной каверы будут определяться Фруда числом $Fr = v_\infty^2 / g d$, где g — ускорение силы тяжести, а d — нек-рый характерный линейный размер. Т. к. p_k может быть много больше p_n , то в таких условиях возможно при малых скоростях набегающего потока получать течения, соответствующие очень низким значениям χ , т. е. глубоким степеням развития К. Так, при движении тела в воде со скоростью 6—10 м/с можно получить его обтекание, соответствующее скоростям до 100 м/с. Кавитат. течения, получающиеся в результате подвода газа внутрь каверы, паэ и с к у с т в К. Однако полное моделирование методом искусств. К. получить не удастся, т. к. практически невозможно одновременно получить малые значения χ и большие Fr , а также смоделировать процесс уноса газа из каверы.

Гидродинамич. К. может сопровождаться рядом физич. эффектов, напр. искробразованием и люминесценцией. Обнаружено влияние элктрич. тока и магн. поля на К., возникающую при обтекании цилиндра в гидродинамич. трубе. Большое практич. значение в технике имеет изучение К. в криогенных и кипящих жидкостях.

Наличие К. неблагоприятно сказывается на работе гидравлич. машин, турбин, насосов, судовых гребных винтов, что заставляет принимать меры к избежанию К. Если это оказывается невозможным, то в искр-ных случаях полезно усилить развитие К., создать т. н. режим суперкавитации, отличающийся струнным характером обтекания, и, применив спец. профилирование лопастей, обеспечить благоприятные условия работы механизмов. Развитие К. в гидростеммах ракет может приводить к автоколебаниям и оказывать воздействие, напр., на продольную устойчивость корпуса ракеты.

Замыкание кавитат. пузырьков вблизи поверхности обтекаемого тела часто приводит к разрушению по-



Рис. 3. Участок разрушенной поверхности гребного винта.

верхности — т. н. кавитат. эрозия (рис. 3). Теория эрозионного процесса не завершена. Наиб. распространённая точка зрения на природу явления состоит в том, что оно обусловлено многократным воздействием на поверхность обтекаемого тела ударных давлений, сопровождающих схлопывание кавитат. пузырьков; окислит. процессы также играют нек-рую роль.

Эксперим. исследования К. проводятся в т. н. кавитат. трубах, представляющих собой обычные гидродинамич. трубы, оборудованные системой регулирования статич. давления. Эрозионные испытания разл. материалов часто осуществляются посредством магнитострикц. вибраторов, на торце к-рых легко возбуждаются К. и сопутствующая ей эрозия.

Лит.: Седов Л. И., Плавные задачи гидродинамики и аэродинамики, 2 изд., М., 1966; Корнфельд М., Упругость и прочность жидкостей, М.—Л., 1951; Горшков А. С., Бусленков И. А., Кавитационные трубы, 2 изд., Л., 1972; Чернык А. Д., Проблемы кавитации, 2 изд., Л., 1966; Искусственная кавитация, Л., 1971; Кэнэн Р.,

Дейли Дж., Хэммит Ф., Кавитация, пер. с англ., М., 1974; Френкель И. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1978; Глазго и др. Ю. Д., Структура кавитационных течений, Л., 1978; Иванов А. И., Гидродинамика развитых кавитационных течений, Л., 1980.

А. Д. Перник.

КАВИТАЦИЯ акустическая — возникает под действием интенсивной звуковой волны. Если амплитуда звукового давления превосходит некое критич. значение $p_{кк}$, соответствующее порогу K_c , то в фазе разрежения звуковой волны создается такое низкое давление, что сплошность жидкости нарушается и образуются пузырьки. В обычных условиях нарушение сплошности в жидкости возникает при давлениях, лишь немного меньших давления насыщ. пара при данной темп-ре. Величина $p_{кк}$ зависит от многих параметров, характеризующих как состояние жидкости — газосодержание, темп-ра, наличие примесей, так и звуковое поле — частота, продолжительность звукового воздействия, пространственное распределение интенсивности звука.

Акустич. К. возникает в результате потери устойчивости кавитат. зародышей, попадающих в область пониж. давления в звуковой волне, и быстрого их роста. Этот процесс обусловлен рядом факторов: давлением газа и пара в пузырьке, превышающем давление в окружающей жидкости; диффузией газа в пузырьке из жидкости; испарением жидкости и увеличением массы пара в пузырьке; коагуляцией зародышей. Первый из перечисленных механизмов играет основную роль в образовании кавитационной полости при быстром понижении давления (высокая частота звука) в жидкости с малым содержанием газа. Микроскопич. пузырьк. попадаю в область разрежения, быстро расширяется под действием давления газа и пара внутри него, превосходящего суммарное действие сил поверхностного натяжения и давления в окружающей жидкости.

Диффузионный механизм роста пузырька обычно проявляется при сравнительно медленных изменениях давления (низкая частота звука) в жидкости с большим содержанием газа. При расширении пузырька концентрация газа в нём падает и газ диффундирует из жидкости в пузырёк. При сжатии пузырька процесс происходит в обратном направлении. Кол-во продиффундировавшего газа пропорционально площади поверхности пузырька, к-рая в стадии расширения больше, чем в стадии сжатия. В результате не происходит полной конденсации потоков газа, и в целом за период кол-во газа в пузырьке возрастает. Это явление наз. в и п р я м л е н о й д и ф ф у з и е й, оно вызывает рост пузырьков в поле перем. давления. Если темп-ра жидкости близка к точке кипения, то рост пузырька обычно связан с увеличением массы пара в нём за счёт испарения жидкости. При этом, так же как и в случае диффузионного механизма, возможен режим вынужденной теплопередачи, приводящей к росту пульсирующего пузырька в среднем за период в результате увеличения массы пара.

Др. механизм роста пульсирующего парового пузырька связан с неадиабатичностью процесса изменения состояния пара при пульсации пузырька, приводящей к разогреву вещества и испарению жидкости в пузырёк. Этот механизм обычно проявляется при росте крупных зародышей. Звуковое поле в жидкости, вызывающей К., обычно неоднородно по пространству, что приводит к воступ. движению пузырьков. В результате этого, а также под действием сил взаимодействия между пульсирующими пузырьками (см. *Полудернаторные силы в акустическом поле*), пузырьки, пульсируя, перемещаются и иногда сливаются друг с другом — развивается коагуляц. механизм роста зародышей. В реальных ситуациях описанные механизмы роста пузырька действуют одновременно, их относит. вклад зависит от состояния жидкости и характеристик звукового поля.

Коллективно момент возникновения акустич. К. и степеней её развития характеризуются, как и для гидродинамич. К., числом К. k , к-рое в этом случае равно $k = (p_0 - p_R) / p_2$, где p_0 — гидростатич. давление в жидкости, p_R — давление её насыщ. пара, p_2 — амплитуда звукового давления. Момент возникновения К. характеризуется критич. числом К. K_c , соответствующим кризис. амплитуде звукового давления $p_R = p_{кк}$.

Возникшие в звуковом поле кавитат. полости интенсивно нудьсируют, расширяясь в фазе разрежения и схлопываясь в фазе волны давления. Степень сжатия пузырька при схлопывании, характеризуемая отношением макс. радиуса пузырька $R_{макс}$ к минимальному $R_{мин}$, тем больше, чем больше давление в жидкости $p = p_0 + p_2$ и меньше газосодержание в пузырьке, характеризуемое давлением газа Q , при $R = R_{макс}$:

$$\frac{R_{макс}}{R_{мин}} = \left[\frac{p(\gamma-1)}{Q} \right]^{1/\gamma}$$

(γ — показатель адиабаты газа в пузырьке). Макс. давление $p_{макс}$ в пузырьке, соответствующее его мин. объёму, приближённо выражается ф-лой

$$p_{макс} = Q \left[\frac{p(\gamma-1)}{Q} \right]^{\gamma/(\gamma-1)}$$

оно может составлять неск. тысяч МПа. В результате адиабатич. сжатия газ и пар (к-рый при больших скоростях изменения объёма пузырька ведёт себя как газ) нагреваются до темп-ры $\sim 10^4$ К, чем, по-видимому, и вызывается свечение пузырьков (звук о л ю м и н е с ц е н ц и я) и частичная ионизация содержащегося в них газа.

Макс. скорость схлопывания развивается в фазе, близкой к фазе мин. значения радиуса пузырька, и может стать весьма большой (сравнимой со скоростью звука в жидкости). Вследствие потери устойчивости формы пузырька его схлопывание может происходить несимметричным образом, вызывая образование кумулятивной струи жидкости, радиус к-рой близок к мин. радиусу пузырька, а скорость — к скорости его схлопывания. При схлопывании пузырька в жидкость излучаются кратковременные (длительностью $\sim 10^{-6}$ с) импульсы давления до 100 МПа и более. Форма импульса схематически изображена на рис. 1. Пиковое значение давления на расстоянии r от пузырька вы-

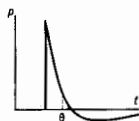


Рис. 1. Форма импульса звукового давления, излучаемого при схлопывании пузырька.

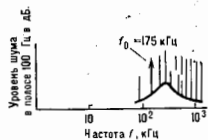


Рис. 2. Спектр кавитационного шума, вызванного волной частоты 175 кГц.

ражается ф-лой $p = p_{макс} / r$, длительность импульса $\theta \sim R_{мин} \sqrt{\rho / p_{макс}}$, где ρ — плотность жидкости. В условиях развитой К. в различные, случайно распределённые моменты времени схлопывается множество пузырьков, в результате чего излучается шум со сплошным спектром в полосе от неск. сотен Гц до МГц. На фоне сплошного спектра выделяются дискретные гармонич. и субгармонич. компоненты звукового поля, вызывающего К. (рис. 2). Мощные гидродинамич. возмущения в кавитат. области в виде импульсов сжатия и микропотоков, порождаемых пульсирующими пузырьками, сопровождаются сильным разогревом вещества, а также выделением газа, содержащего атомарную и ионизованную компоненты.

Всё это оказывает сильное воздействие на вещество в кавитацион. области. Поверхности твёрдых тел, находящихся в области К., разрушаются (кавитация, эрозия). Воздействие К. используется для разрушения и диспергирования твёрдых тел, для УЗ-очистки поверхностей деталей, а также для эмульгирования жидкостей. Эффект кавитации, эрозии используются для оценки интенсивности К. по разрушению тонкой алюминиевой фольги, помещаемой в кавитацион. область. Если жидкость насыщена газом, то газ диффундирует в пузырьки, к-рые, всплывая, уносят газ и уменьшают его содержание в жидкости (дегазация). К. оказывает вредное воздействие на работу излучателей звука в жидкости, ограничивая возможность дальнейшего повышения интенсивности излучаемого звука. Воздействием на вещество в зоне К. пользуются для возбуждения и ускорения хим. реакций, чему способствует появление диссоциированных и ионизированных компонентов, акригирование ферментов из животных и растительных клеток и др. Возникновение К. и криогенных жидкостей на центрах ионизации используются для визуализации треклов частиц высоких энергий в пузырьковых камерах.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенбрга, [кн. 2] — Мощные ультразвуковые поля, М., 1968; Сетте Д., Исследование зародышевой кавитации, в кн.: Подводная акустика, пер. с англ., М., 1976; Ультразвуковая технология, под ред. Б. А. Аграната, М., 1974; Гасенко В. Г., Соболев В. В., Поведение сферической кавитационной полости в звуковом поле, в кн.: Волновые процессы в двухфазных системах, Новосибир., 1975; Langerberg W., Optic cavitation, «J. Phys.», 1980, v. 41, № 11, suppl., p. 273. К. А. Наугольных.

КАДМИЙ (Cadmium), Cd, — хим. элемент II группы периодич. системы элементов, ат. номер 48, ат. масса 112,41. Природный К. состоит из смеси 8 стабильных изотопов с массовыми числами 106, 108, 110—114 и 116, среди к-рых наиб. распространены ^{114}Cd (28,85%) и ^{112}Cd (24,07%), а менее всего ^{106}Cd (0,88%). Ядра ^{114}Cd характеризуются высоким сечением захвата тепловых нейтронов ($\sigma = 2,5 \cdot 10^{-24}$ м²; для природной смеси изотопов $\sigma = 2,4 \cdot 10^{-26}$ м²). Электронная конфигурация двух внешних оболочек $4d^{10}5s^24p^6$. Энергия последовательной ионизации 8,994 и 16,908 эВ. Кристаллохимический радиус атома К. 0,156 нм, радиус иона Cd^{2+} 0,099 нм. Значение электроотрицательности 1,46.

В свободном виде К. — серебристо-белый ковкий и тягучий металл, кристаллич. решётка гексагональная с постоянными параметрами $a = 0,296$ нм и $c = 0,563$ нм. Плотн. 8,65 кг/дм³, $t_{пл} = 321,4^\circ\text{C}$, $t_{кип} = 766,5^\circ\text{C}$, уд. теплоёмкость $c_p = 26$ Дж/моль·К, теплота плавления 6,23 кДж/моль, теплота испарения 99,6 кДж/моль, коэф. термич. расширения 2,9 · 10⁻⁵ К⁻¹ (0^oС), теплопроводность 97,55 Вт/(м·К) (0^oС). Уд. сопротивление 7,57 · 10⁻² мкОм·м (20^oС), температурный коэф. сопротивления 4,0 · 10⁻³ К⁻¹ (0—100^oС). Модуль упругости 63,4 ГПа (5^oС), предел прочности при растяжении 63 МН/м², предел упругости 2,9 МПа, предел текучести 9,8 МН/м². Тв. по Бриггелю 160—200 МПа. В хим. соединениях проявляет степень окисления +2 и является близким аналогом цинка. Растворимы в воде соединения К., а также его пары ядовиты.

Металлич. К. применяют в ядерных реакторах для изготовления регулирующих и аварийных стержней. Из кадмиевых пластин изготавливают отрицат. электроды в щелочных аккумуляторах. К. содержит легкоплавкие соливы типа силива Вуда и др. Покрытие тонкой плёнкой из К. (т. н. кадмирование) повышает корроз. устойчивость стальных изделий. Некоторые соединения К. являются полупроводниковыми материалами. Из искусственных радиоизотопов К. наибольшее значение имеют β^- -радиоактивный ^{115m}Cd ($T_{1/2} = 44,6$ сут) и ^{109}Cd (электронный захват, $T_{1/2} = 453$ сут).

С. С. Бердослов.

КАДОМЦЕВА — ПЕТВИАШВИЛИ УРАВНЕНИЕ — ур-ние

$$\frac{\partial}{\partial x} (u_t - buu_x - u_{xxx}) = 3\alpha^2 u_{yy},$$

описывающее нелинейные волны в двумерных средах со слабой дисперсией. Область той же степенью универсальности, что и Кортевега — де Фриса уравнение в одномерном случае (отсюда и второе назв. К.— П. у.— двумерное ур-ние Кортевега — де Фриса). Получено Б. В. Кадомцевой и В. И. Петвиашвили в 1970. Принадлежит к числу ур-ий интегрируемых обратной задачей рассеяния методом К.— П. у. представляет собой гамма-тоновую систему, имеющую бесконечный набор интегралов движения; входящие в этот набор интегралы

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint u^2 dx dy = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint \left[\frac{u^3}{2} - u^3 - \frac{3\alpha^2}{2} w^2 \right] dx dy = 0,$$

где $w = \int_{-\infty}^x u_y dx$, имеют смысл законов сохранения импульса и энергии для среды, описываемой этим ур-нием. К.— П. у. связано со мн. известными ур-ниями: обычным и радиальным ур-нием Кортевега — де Фриса, ур-нием Буссинеска (стационарным К.— П. у.) и др. Для К.— П. у. найдено нек. точных решений разл. вида, в т. ч. одномомерный солитон

$$u = 2x^2 / \text{ch}^2(x - 4x^2 t - x_0), \quad (*)$$

где x_0 — постоянные.

Свойства К.— П. у. зависят от знака величины α^2 , к-рый определяется характером дисперсии. В среде с положит. дисперсией, когда $\alpha^2 > 0$, солитон (*) устойчив по отношению к двумерным возмущениям. При $\alpha^2 < 0$ одномомерный солитон устойчив.

Лит.: Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Солитоны, под ред. Р. Булафа, Ф. Кодря, пер. с англ., М., 1983; Абовиц М., Сигур Х., Солитоны и метод обратной задачи, пер. с англ., М., 1987. Ю. А. Давыдов.

КАЗИМЬРА ОПЕРАТОР — ноллион, составленный из генераторов I_α представления группы Ли, коммутирующий со всеми I_α и, следовательно, со всеми операторами представления К. о. входят в полный набор П коммутирующих операторов, выделяемый из всевозможных эрмитовых ф-ций генераторов, и составляет часть набора П, инвариантную относительно действия группы. Одновременные собственные значения К. о. классифицируют неприводимые представления группы.

В квантовой теории физ. величин соответствуют эрмитовы операторы, а одновременные собствен. значения операторов полного набора П наз. квантовыми числами состояния преобразуемого по данному представлению группы. Напр., у группы вращений $SO(3)$ имеется К. о. $I^2 = I_1^2 + I_2^2 + I_3^2$ с собствен. значением $j(j+1)$, где I_j — компоненты угл. момента, а в качестве набора П можно взять I^2 и I_3 . У группы Пуанкаре два К. о.: $P^2 = P_0^2 - P_1^2 - P_2^2 - P_3^2$ и $W^2 = W_0^2 - W_1^2 - W_2^2 - W_3^2$, где $W_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p^\beta p^\gamma p^\delta$, а $M_{\alpha\beta}$ и P_β — компоненты 4-момента и 4-импульса. Собственные значения К. о. равны соответственно m^2 и $m^2 j(j+1)$, где m — масса, j — полный момент состояния.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Логанов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969, гл. 2; Эллиот Дж., Дорбер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983. В. П. Павлов.

КАЛИБРОВКА мер — сложный вид поверки, заключающийся в определении погрешности или поправки совокупности мер (напр., набора гири) или разл. значений одной многозначной меры (напр., линейной шкалы). К. осуществляется сравнением мер между собой в разл. сочетаниях и последующим

вычислением значимых мер, причём за основу для вычисления принимается результат сравнения одной из мер или сочетания мер, образующих совокупность, с образцовой мерой.

Лит.: М а л и к о в М. Ф., Основы метрологии, ч. 1, М., 1949; А м а т у л и А. Л., Калибровка подразделений штиховых мер, в кн. Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации (ЭИКА), в. 6, М., 1966, с. 33.

КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ — инвариантность относительно калибровочных преобразований. К. и. имеет место в тех случаях, когда не все поля, участвующие в формулировке теории, отвечают наблюдаемым величинам. Напр., электрон-позитронное и фотонное поля в электродинамике описываются соответственно комплексными Дирака полями $\psi(x)$, $\bar{\psi}(x)$ и четырёхмерным вектор-потенциалом $A_\mu(x)$ ($\mu=0, 1, 2, 3$), тогда как наблюдаемым величинам отвечают более сложные комбинации комплексных полей типа $\bar{\psi}(x)\psi(x)$ и тензор напряжённости эл.-магн. поля $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ ($\partial_\mu = \partial/\partial x_\mu$). Эти величины не меняются при переходе от полей $\psi(x)$, $\bar{\psi}(x)$, $A_\mu(x)$ к полям $\psi'(x)$, $\bar{\psi}'(x)$, $A'_\mu(x)$, получаемым из исходных с помощью калибровочных преобразований. Калибровочные преобразования оставляют неизменными и ур-ния Максвелла — Дирака, описывающие взаимодействующие электрон-позитронное и фотонное поля. Поэтому все наблюдаемые величины, напр. уровни энергии и сечения р-л. процессов, вычисленные с помощью полей ψ' , $\bar{\psi}'$, A'_μ и с помощью исходных полей ψ , $\bar{\psi}$, A_μ , совпадают.

При калибровочных преобразованиях фазы заряд. полей (полей материи) меняются произвольным, но взаимно согласованным образом. Поскольку значение фазы поля связано с зарядом соответствующей частицы, её можно считать координатой в заридовом пространстве, а калибровочные преобразования рассматривать как переход к другому базису в этом пространстве. К. и. означает, что существует возможность независимого выбора «направлений» зарида в разл. точках пространства-времени. При этом локальное изменение фазы заряд. полей эквивалентно попутному доп. продольного эл.-магн. поля. Здесь видна аналогия со слабым принципом эквивалентности теории тяготения Эйнштейна, согласно к-рому локальное изменение системы координат эквивалентно появлению доп. гравит. поля.

Подобным же образом вводится понятие К. и. для более сложных пространств внутренних симметрий, напр. для пространства изотопической спина, пространства цвета в квантовой хромодинамике. К. и. в этом случае означает, что ур-ния, описывающие динамику рассматриваемой физ. системы, не меняются при переходе от полей $\psi(x)$, реализующих некое представление простой компактной группы внутренней симметрии G (поля материи), и калибровочных полей $A_\mu(x)$ к полям $\psi'(x)$, $A'_\mu(x)$, получаемым из исходных с помощью калибровочного преобразования.

К. и. эквивалентна принципу относительности в пространстве внутр. симметрии: поля $\psi(x)$, $A_\mu(x)$ и поля $\psi'(x)$, $A'_\mu(x)$, получающиеся из исходных с помощью калибровочного преобразования, описывают одну и ту же физ. ситуацию. Принцип относительности во внутр. пространстве практически однозначно фиксирует вид взаимодействия калибровочных полей с полями материи и между собой.

Т. к. часть компонент калибровочного поля не участвует в динамике и произвольным образом меняется при калибровочных преобразованиях, на них можно наложить доп. условие (с л о в и е к а л и б р о в к и), чтобы выбрать по одному представителю в калибровочно-инвариантном классе.

Наиболее употребительные условия калибровки:

$$\begin{aligned} \partial_\mu A_\mu &= 0 \quad (\mu = 1, 2, 3) && \text{— кулоновская калибровка,} \\ \partial_\mu A_\mu &= 0 \quad (\mu = 0, 1, 2, 3) && \text{— лоренцева калибровка,} \\ A_0 &= 0 && \text{— гамма-голова калибровка,} \\ A_3 &= 0 && \text{— аксиальная калибровка,} \\ n_\mu A_\mu &= 0 && \text{— калибровка светового конуса (} n^2 = 0 \text{).} \end{aligned}$$

В силу К. и. теории все эти калибровки физически эквивалентны, и при вычислениях можно пользоваться любой из них. При этом, однако, в случае небезопасных калибровочных групп калибровочная неоднозначность полностью не устраняется, поскольку условие калибровки в этом случае не выделяет однозначно представителя в калибровочно-эквивалентном классе. Существуют разл. поля, связанные друг с другом негравитационными калибровочными преобразованиями, к-рые удовлетворяют одному и тому же условию калибровки. Это приводит к определ. трудностям при квантовании калибровочно-инвариантных теорий. Обычно, однако, квантовая теория строится как теория возмущений вблизи к.-л. основного состояния. В частности, теория возмущений по константе связи g предполагает условие $|gA_\mu| \ll 1$. В этом случае условие калибровки выделяет единств. представителя в калибровочно-эквивалентном классе и указанная проблема не возникает.

К. и. играет важную роль во многих физ. задачах. Согласно общепринятой совр. точке зрения, все виды взаимодействий элементарных частиц удовлетворяют условию К. и. (см. *Электрослабое взаимодействие, Квантовая хромодинамика*). К. и. позволяет на основе единого принципа объяснить всю иерархию существующих в природе взаимодействий (см. *Большое объединение*).

При расшир. толковании принципа К. и. гравитационное взаимодействие также укладывается в общую схему калибровочных полей. Важным обобщением понятия К. и. является суперкалибровочная инвариантность (см. *Суперсимметрия*). В этом случае калибровочное преобразование зависит от ф-ций, часть к-рых — коммутующая, а часть — антикоммутирующая. Соответственно поля, к-рые связываются суперкалибровочными преобразованиями, являются многокомпонентными объектами, включающими как бозонные (коммутирующие), так и фермионные (антикоммутирующие) перемешивания.

Лит. см. при ст. *Калибровочные поля*. А. А. Славнов.
КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛЯ — поля, обеспечивающие инвариантность теории относительно калибровочных преобразований. Простейший пример К. п. — эл.-магн. поле $A_\mu(x)$, связанное с калибровочной группой $U(1)$. Дирака уравнение, описывающее свободные электроны, инвариантно относительно калибровочных преобразований

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x); \quad \bar{\psi}(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}(x); \quad (1)$$

в то же время система ур-ний Максвелла — Дирака

$$\partial_\mu F_{\mu\nu} = j_\nu; \quad (i\gamma_\mu \partial_\mu - m + e\gamma_\mu A_\mu)\psi(x) = 0, \quad (2)$$

описывающие взаимодействующие электрон-позитронное и эл.-магн. поля, инвариантна относительно преобразований (1), если одновременно эл.-магн. поле преобразуется по закону

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x). \quad (3)$$

Здесь $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ — тензор напряжённости эл.-магн. поля, $j_\nu = e\bar{\psi}\gamma_\nu\psi$ — электромагнитный ток, m и e — заряд и масса электрона, γ_μ ($\mu=0, 1, 2, 3$) — Дирака матрицы ($\partial_\mu = \partial/\partial x_\mu$, но повторяющиеся индексы μ произносятся суммирование; используется система единиц $\hbar=c=1$).

В случае небезопасных (некоммутирующих) калибровочных групп роль эл.-магн. поля играют многокомпонентные поля $A'_\mu(x)$, называемые Янга — Миллса

полями. Поле Янга — Миллса, соответствующее произвольной простой компактной группе Ли, удобно обозначать векторной ф-цией $A_\mu(x)$, принимающей значения в алгебре Ли этой группы: $A_\mu(x) = A_\mu^a(x) t^a$, где t^a — генераторы группы в присоединённом представлении (измеряемые индексом a). Это значит, что при каждом x поле $A_\mu(x) = A_\mu^a(x) t^a$ является матрицей в пространстве внутренней симметрии.

Динамика полей Янга — Миллса фиксируется требованием калибровочной инвариантности. Если ограничиться мин. числом производных, то калибровочно-инвариантный лагранжиан Янга — Миллса имеет вид:

$$L = -\frac{1}{8} \text{Tr} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a, \quad (4)$$

где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + g[A_\mu, A_\nu]$ — тензор напряжённости поля Янга — Миллса, g — константа взаимодействия (константа связи).

Калибровочно-инвариантное взаимодействие поля Янга — Миллса с прочими полями (полями материи) вводится путём замены производных в свободном лагранжиане полей материи на ковариантные производные

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - g\Gamma(A_\mu), \quad (5)$$

где $\Gamma(A_\mu)$ — представление матриц A_μ , соответствующее рассматриваемому представлению калибровочной группы. Так, если $G = SU(2)$, как, напр., в объединённой теории эл.-магн. и слабого взаимодействий (т. е. в теории электрослабого взаимодействия), а поля материи реализуют её двумерное представление (напр., кварки одного поколения фермионов), то $\Gamma(A_\mu) = (2i)^{-1} A_\mu^a \tau_a$, где τ_a ($a=1, 2, 3$) — Паули матрицы; для группы $SU(3)$ (напр., в квантовой хромодинамике) $\Gamma(A_\mu) = (2i)^{-1} A_\mu^a \lambda_a$, где λ_a ($a=1, 2, \dots, 8$) — Гелл-Манна матрицы.

Ур-ния Эйлера — Лагранжа для поля Янга — Миллса имеют вид

$$D_\mu F_{\mu\nu} = j_\nu, \quad (6)$$

где j_ν — ток полей материи. По форме эти ур-ния совпадают с ур-ниями Максвелла, отличаясь лишь явным видом тензора напряжённости $F_{\mu\nu}$ и ковариантной производной D_μ .

Помимо полей Янга — Миллса и эл.-магн. поля к К. п. относится также гравитат. поле, если считать, что поля материи сосредоточены в конечном объёме и исчезают на бесконечности. В этом случае группой симметрии является группа Пуанкаре, а калибровочными преобразованиями — преобразования координат, не меняющие гравитат. полей на бесконечности. Роль калибровочных полей играют в этом случае Кристоффеля символы $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ (см. Тагетене).

Поля Янга — Миллса, как и гравитат. поле, допускают геом. интерпретацию. Подобно символам Кристоффеля в теории тяготения, они описывают параллельное перенос в пространстве внутр. симметрии; тензор напряжённости $F_{\mu\nu}$ является тензором кривизны этого пространства. Последоват. геом. трактовка полей Янга — Миллса может быть дана в рамках теории расслоенных пространств (см. Расслоение). Полю Янга — Миллса в этой теории соответствует понятие связности в гл. расслоении.

Инвариантность относительно преобразований, зависящих от произвольной ф-ции, согласно второй Нётер теореме, приводит к тому, что в случае калибровочно-инвариантных лагранжианов не все ур-ния Эйлера — Лагранжа описывают динамику системы. Часть из них представляет собой ур-ния связи, причём их число равно числу произвольных ф-ций, от к-рых зависит калибровочное преобразование. Так, для поля

Янга — Миллса компонента A_0 представляет собой не динамику, перемену, а множитель Лагранжа. Соответствующий ей канонич. импульс, вычисленный по стандартной ф-ле $P_{\mu\alpha}^a = \delta L / \delta \dot{A}_\mu^a$, тождественно обращается в нуль, а ур-ние Эйлера — Лагранжа, получающееся при варьировании действия по A_0 ,

$$D_i P_i = j_0 \quad (i=1, 2, 3), \quad (7)$$

не содержит производных по времени и поэтому не описывает динамику системы, а является ур-нием связи. Наличие связи приводит к необходимости модифицировать процедуру канонического квантования. Наложение канонич. перестановочных соотношений на неренорменные A_0 , $P_{\mu\alpha}^a$ очевидным образом привело бы к противоречию с фактом обращения в нуль импульса P_0 .

Общая теория квантования систем со связями была развита П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac), Л. Д. Фаддеевым и др. Её суть состоит в том, что канонич. перестановочные соотношения накладываются лишь на истинные динамич. переменные, к-рые можно найти, решив ур-ния связи и наложив дополнит. условия, являющиеся в случае полей Янга — Миллса условиями калибровки. Если, напр., наложить на поля A_i условие кулоновской калибровки $\partial_i A_i = 0$, то ур-ние связи (7) можно явно решить, выразив продольную часть вектора импульса P_i через трёхмерно-поперечные компоненты P_i^T , P_i^N . Если подставить решение этого ур-ния в исходное действие, то оно будет зависеть только от трёхмерно-поперечных компонент P_i^T , A_i^T , к-рые и являются в данном случае истинными динамич. переменными и в квантовой теории должны удовлетворять канонич. перестановочным соотношениям. В электродинамике подобная процедура соответствует описанию системы в терминах поперечно поляризованных фотонов.

В случае неабелевых К. л. решение ур-ния (7) представляет собой бесконечный ряд по константе связи g , подстановка к-рого в действие порождает бесконечный ряд вершин взаимодействия, отсутствующих в исходном лагранжиане. Поэтому фейнмановская диаграммная техника (см. Фейнмана диаграммы), возникающая при построении теории возмущений для матриц рассеяния, содержит дополнит. элементы. Окажется, однако, что возникающий т. о. ряд теории возмущений можно воспринять с помощью введения вспомогат. полей (т. н. Фаддеева — Попова *фьюлов*) и конечного числа вершин, описывающих локальное взаимодействие этих полей с полями Янга — Миллса. Для практич. вычисления более удобными являются не калибровки типа кулоновской, а явно релативистски инвариантные калибровки, напр. лоренцова калибровка $\partial_\mu A_\mu = 0$. В этом случае диаграммы Фейнмана, помимо стандартных элементов, содержат также дополнит. элементы, отвечающие «духовым полям». Релативистски инвариантные правила Фейнмана удобно описывать с помощью эфф. действия, к-рое явно учитывает условие калибровки и вклад духовых полей. Это действие можно записать в виде

$$S_{\text{эф}} = \int \left\{ \frac{1}{8} \text{Tr} (F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{2}{\beta} (\partial_\mu A_\mu)^2 - \right. \\ \left. - \bar{c}_\alpha (\square - c - g \partial_\mu [A_\mu, c]) + i\bar{\psi}_\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \right\} d^4x, \quad (8)$$

где $\square = D'A$ — оператор, β — параметр, фиксирующий калибровку. Духовые поля c , \bar{c} и подчиняются статистике Ферми — Дирака, т. е. являются антикоммутирующими переменными. Они порождают лишь внутр. линии фейнмановских диаграмм и отсутствуют в наблюдаемых начальных и конечных асимптотич. состояниях. Эфф. действие (8), помимо духовых полей \bar{c} , c , содержит также нефиз. компоненты векторного поля A_μ , описывающие продольно поляризо-

важные и временные кванты. оль духовых полей состоит в том, чтобы скомпенсировать вклад этих квантов в промежуточных состояниях и обеспечить тем самым унитарность матрицы рассеяния в пространстве физ. состояний. В электродинамике нет необходимости вводить духовые поля, поскольку физ. компоненты фотонного поля удовлетворяют свободному уравню и фактически не участвуют во взаимодействии. Духовые поля отсутствуют также в некоторых видах калибровок (напр., аксиальной и тамплетовой).

Если ψ — кварковые поля, а в качестве калибровочной группы выбрана группа преобразований цвета $SU(3)$, то эфф. действие (8) порождает диаграммы Фейнмана в квантовой хромодинамике.

Как и во всякой четырёхмерной теории, для вычисления конечных вероятностей разл. процессов необходимо провести процедуру перенормировки ф-ции Грина (см. Грина функции и квантовой теории поля) полей Янга — Миллса, устраняющую ультрафиолетовые расходимости за счёт перенормирования затравочных масс, затравочных зарядов и нормировочных ф-ций. Калибровочная инвариантность накладывает жёсткие ограничения на эту процедуру. Для сохранения калибровочной инвариантности необходимо и достаточно, чтобы перенормированные ф-ции Грина удовлетворяли соотношениям, к-рые наз. обобщёнными Уорда тождествами. Простейшее тождество Уорда представляет собой условие попережности двухточечной ф-ции Грина поля Янга — Миллса:

$$\partial_\mu [G_{\mu\nu}(x-y) - G_{\mu\nu}^0(x-y)] = 0, \\ G_{\mu\nu}^0 \prec \langle 0 | T A_\mu(x) A_\nu(y) | 0 \rangle, \quad (9)$$

где T означает хронологич. упорядочение полей (см. Хронологическое произведение), скобки $\langle 0 | \dots | 0 \rangle$ — вакуумное среднее, а $G_{\mu\nu}^0$ — ф-ция Грина свободных полей. Из обобщённых тождеств Уорда следуют соотношения между разл. константами перенормировки, гарантирующие калибровочную инвариантность перенормированного действия. Эти тождества отражают некую дополнительную, не имеющую классич. аналога симметрию эфф. действия Янга — Миллса [т. я. БРС-симметрия, открыта Р. Бекки (С. Becchi), А. Руа (А. Ronet), Р. Стора (R. Stora) в 1974].

Неабелевы К. п. обладают уникальной особенностью: их эфф. взаимодействие, определяемое неабелевыми зарядами, убывает на малых расстояниях или, что то же самое, при больших энергиях. Это явление, получившее назв. асимптотической свободы, для КХД подтверждается рядом экспериментов (в частности, экспериментами по глубоко неупругому рассеянию).

Во же время на больших расстояниях взаимодействие растёт и поэтому теории возмущений по константе связи становится неприменимой. Попытки построить матрицу рассеяния полей Янга — Миллса по теории возмущений по константе связи g сталкиваются с проблемой инфракрасных расходимостей. Интегралы, соответствующие диаграммам Фейнмана, расходятся при малых импульсах. Аналогичное явление имеет место и в электродинамике, однако в электродинамике существует регулярная процедура устранения этих расходимостей. Если рассмотреть наряду с данным процессом процесс, отличающийся испусканием дополнит. мягких фотонов, к-рый на опыте невозможно отличить от исходного благодаря конечной разрешающей способности приборов, то в суммарном сечении ИК-расходимости сокращаются. В случае неабелевых К. п. такое сокращение отсутствует и регулярный метод устранения ИК-расходимостей пока не найден. Решение этой проблемы связано с решением проблемы удержания цвета. Согласно общепринятой в настоящее время точке зрения, теория возмущений по константе связи вообще неприменима для построения матрицы рассеяния полей Янга — Миллса. Осн.

состоянию в этой теории определяется я свободным лагранжианом ($g=0$), а должно учитывать самодействие полей Янга — Миллса. Согласно гипотезе удержания цвета, это взаимодействие устроено таким образом, что оно не позволяет калибровочно-инвариантным объектам (кваркам, квантам поля Янга — Миллса — глюонам) расходиться на макроскопич. расстояния ($\gg 10^{-13}$ см). Наблюдаемыми являются лишь калибровочно инвариантные объекты типа $\bar{\psi}(x)\psi(x)$, $T\bar{\mu}_\nu\mu_\nu$, отвечающие связанным состояниям исходных полей. Именно эти связанные состояния и порождают наблюдаемый спектр элементарных частиц. Гипотеза удержания пока строго не доказана, однако имеются упрощённые модели (напр., ИХД в двумерном пространстве-времени; см. Двумерные модели КТП), в к-рых она явно выполнена. Для исследования К. п. на больших расстояниях используются такие методы, как разложение по параметру, связному с размерностью N калибровочной группы (т. я. $1/N$ -разложение), квазиклассич. разложение в окрестности частотоподобных решений классич. ур-ний (см. Истантон, Солитон), модели струн реалистических, решётки метод (при к-ром непрерывное пространство-время заменяется дискретным).

Др. возможностью непротиворечивого использования К. п. являются модели со спонтанно нарушенной симметрией (см. Спонтанное нарушение симметрии). В этих моделях благодаря взаимодействию со скалярными частицами (Хиггса бозонами) кванты поля Янга — Миллса приобретают ненулевую массу. При этом, хотя симметрия теории относительно глобальных (т. е. не зависящих от координат) преобразований нарушается, калибровочная инвариантность по-прежнему имеет место. Меняется лишь явный вид калибровочных преобразований. Поскольку такая теория описывает массивные поля, ИК-расходимости в ней отсутствуют. Во же время описанная выше техника квантования и перенормировки К. п. практически без изменений переносится и на модели со спонтанно нарушенной симметрией. Калибровочные теории со спонтанно нарушенной симметрией лежат в основе электрослабого взаимодействия.

Рассматриваются также разл. обобщения К. п., в частности суперкалибровочные поля (см. Суперсимметрия). В суперкалибровочных теориях поля разл. тензорной размерности (скалярные, спинорные, векторные поля и т. д.) объединяются в одно суперполе. Поскольку искр-ые из этих полей являются фермионами, а другие — бозонами, суперкалибровочные преобразования включают помимо коммутирующих переменных также антикоммутирующие. Роль поля Янга — Миллса играет суперполе, включающее кроме векторных полей скалярные и спинорные поля. Суперкалибровочные теории, включающие гравитацию, являются кандидатами на роль теории, объединяющей все виды взаимодействий (см. Супергравитация).

Лит.: Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; И. Я. и с. в. К., Зубов В. Ж., Б., Квантовая теория поля, т. 2, пер. с англ., М., 1984; Хуанг К., Кварки, лептоны и калибровочные поля, пер. с англ., М., 1985; А. А. Славнов.

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ — преобразования полей, зависящие от пространственно-временной точки x , к-рые описывают переход к новому базису в пространстве внутренних симметрий, сопровождающийся появлением дополнительного, калибровочного, поля.

В электродинамике К. п. представляют собой изменение фазы $\alpha(x)$ электрон-позитронного Дирака поля

$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x), \quad \bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}(x)$

с одновременным давлением к потенциалу эл.-магнитного поля $A_\mu(x)$ производной этой фазы:

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

($\alpha(x)$ — произвольная функция, e — величина заряда электрона, $\partial_\mu = \partial/\partial x_\mu$, $\mu=0, 1, 2, 3$). Это преобразование отвечает абелевой (коммутативной) калибровочной группе $U(1)$ (см. *Группы*). В частном случае, когда α не зависит от x , такие преобразования иногда наз. глобальными К. п. (в отличие от общего случая локальных К. п.).

В случае неабелевых (некоммутативных) калибровочных групп К. п. можно записать в виде

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{T(\epsilon)} \Psi(x),$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = g(x) A_\mu(x) g^{-1}(x) + \partial_\mu g^{-1}(x) g(x).$$

Здесь $\Psi(x)$ (ноля материи) реализует представление простой компактной группы Ли G с генераторами группы $T(g)$ (см. *Представление группы*), $A_\mu(x)$ — матрица (в пространстве *окружности симметрии*) Янга — Миллса поля, матрица $g(x)$ при каждом x является элементом группы G (см. *Калибровочные поля*). Напр., в эквивалентной параметризации $g(x) = \exp i \omega^a(x) t^a$, где $\omega^a(x)$ — параметры группы, а t^a — её генераторы в присоединённом представлении.

Лит. см. при ст. *Калибровочные поля*. А. А. Словнов.

КАЛИЙ (Kalium), K, — хим. элемент I группы периодич. системы элементов, ат. номер 19, ат. масса 39,0983, относится к щелочным металлам. Природный K состоит из стабильных ^{39}K (93,22%) и ^{41}K (6,77%) изотопов и слаборадиоактивного ^{40}K (0,0118%; $T_{1/2} = 1,28 \cdot 10^9$ лет). При распаде ^{40}K в 88% случаев испускается β^- -частица и образуется ^{40}Ca , а в 12% — происходит захват K-электрона и ^{40}K переходит в ^{40}Ar . Электронная конфигурация внеш. оболочки $4s^1$. Энергии последоват. ионизации 4,341, 31,820 и 46 эВ. Кристаллохим. радиус атома K 0,236 нм, радиус иона K^+ 0,133 нм. Значение электроотрицательности 0,91.

В свободном виде — мягкий серебристо-белый металл, быстро окисляется и тускнеет на воздухе. Обладает объёмноцентрированной кубич. решёткой с постоянной решётки $a=0,5247$ нм. Плотн. 0,862 кг/дм³, $t_{\text{пл}} = 63,55^\circ\text{C}$, $t_{\text{кип}} = 760^\circ\text{C}$, уд. теплоёмкость $c_p = 29,60$ Дж/моль·K, теплоота плавления 2,3 кДж/моль, теплоота пароизм. 89,4 кДж/моль. Уд. теплопроводность 97,45 Вт/м·K (20°C). Уд. сопротивление $6,23 \times 10^{-2}$ мОм·м (0°C), температурный коэф. эл. сопротивления $5,8 \cdot 10^{-5}$ (20°C), линейный коэф. термич. расширения $8,4 \cdot 10^{-5}$ ($0-50^\circ\text{C}$). Тв. по Бринеллю 0,4 МПа, динамич. вязкость жидкого K 5,44 мПа·с (при $t_{\text{пл}}$), 3,00 мПа·с (300 K) и 1,707 мПа·с (800 K). Поверхностное натяжение 114,1 мН/м (при $t_{\text{пл}}$).

Химически очень активен, обычно хранится под слоем бензина, керосина или минерального масла. В соединениях проявляет степень окисления +1. Жидкие при комнатной темп-ре сплавы K и Na (содержащие 40—90% K) применяют как теплоносители, напр. в ядерных реакторах. Из металлов K получают пероксид K_2O_2 , используемый для регенерации воздуха в подводных лодках и т. д. Как радиоакт. индикатор широко применен находит искусственный β^- -радиоактивный ^{42}K ($T_{1/2} = 12,36$ ч).

С. С. Верёвоков.

КАЛИФОРНИЙ (Californium), Cf, — радиоакт. хим. элемент, получен искусственно (1950, США), ат. номер 98, относится к актиноидам. Наиб. долгоживущий изотоп K. α -радиоактивный ^{251}Cf ($T_{1/2}$ 900 лет). В ядерном реакторе при длит. облучении нейтронами плутония образует смесь изотопов K, содержащая ^{250}Cf ($T_{1/2}$ 351 год, в смеси 4%), ^{250}Cf (13,1 года, 49%), ^{251}Cf (11%), ^{252}Cf (2,64 года, 36%). Электронная конфигурация трёх внеш. электронных оболочек $5f^7 6d^1 7s^2$. По оценке, энергия отрыва первого электрона 6,41 эВ, атомный радиус 0,175 нм, значение электроотрицательности 1,2.

В свободном виде — серебристый металл. При темп-рах от комнатной до 590°C устойчива α -модификация с двойной гексагональной плотнейшей кристаллич. решёткой (параметры $a=0,339$ нм и $c=1,101$ нм), при темп-рах выше 590°C до $t_{\text{пл}}$ (900°C) — β -модификация (с кубич. гранецентрированной решёткой). Плотность α -Cf 15,4 кг/дм³. В соединениях проявляет степени окисления +2, +3 (наиб. характерна) и +4. В степени окисления +3 является основным аналогом диспрозия.

Практич. значение имеет гл. обр. ^{252}Cf , к-рый при спонтанном делении испускает мощный поток нейтронов ($3 \cdot 10^{12}$ нейтрон/с на 1 г ^{252}Cf) и может использоваться в активационном анализе и для др. целей. Работают с высокоточн. ^{252}Cf в спец. боксах. Изотоп ^{252}Cf обладает очень небольшой критич. массой (ок. 10 г).

С. С. Верёвоков.

КАЛОРИМЕТРИЯ (от лат. calor — тепло и греч. метр — измерение) — совокупность методов измерения тепловых эффектов (кол-ва теплоты), сопровождающих разл. физ., хим. и биол. процессы. К. включает измерения теплоёмкости тел, теплот фазовых переходов, тепловых эффектов магнитичивания, электризации, растворения, сорбции, хим. реакций (напр., горения), реакции обмена веществ в живых организмах и т. д.

Приборы, применяемые в К., наз. к а л о р и м е т р а м и. Совр. калориметры работают в диапазоне темп-р от 0,1 до 3500 K и позволяют измерять кол-во теплоты с точностью до $10^{-2}\%$. Конструкции калориметров разнообразны и определяются характером и продолжительностью изучаемого процесса, областью темп-р, при к-рых производятся измерения, кол-вом измеряемой теплоты и требуемой точностью. Калориметр. предельнозначеный для измерения суммарного кол-ва теплоты Q , выделяющегося в процессе от его начала до завершения, наз. к а л о р и м е т р - и н т е г р а т о р о м. Для измерения тепловой мощности L и измерения её изменений на разных стадиях процесса применяют измерители мощности или калориметры-осциллографы. Различают жидкостные и массивные калориметры, одинарные и двойные (дифференциальные).

Ж и д к о с т н ы е к а л о р и м е т р ы - и н т е г р а т о р ы иерем. темп-ры применяют для измерения теплот растворения и теплот хим. реакций. Они состоят из сосуда с жидкостью (обычно водой), в к-ром находится камера для проведения исследуемого процесса (калориметрич. бомба), мешалка, нагреватель и термометр. Выделившаяся в камере теплота распределяется между камерой, жидкостью и др. частями калориметра, совокупность к-рых наз. калориметрич. системой прибора. Характеристикой калориметра является его тепловое значение, т. е. теплоёмкость C калориметрич. системы, к-рую определяют заранее. Определение C проводят к измерению изменения темп-ры калориметрич. системы ΔT , вызванного исследуемым процессом: $Q = C \Delta T$.

К а л о р и м е т р и ч. измерения позволяют непосредственно определить сумму теплот исследуемого процесса и разл. побочных процессов (размешивания, испарения воды и т. п.), теплота к-рых должна быть определена экспериментально или с помощью расчётов и исключена из окончат. результата. Для устранения теплообмена калориметра с окружающей средой посредством излучения и теплопроводности калориметрич. систему окружают оболочкой, темп-ру к-рой регулируют.

В изотермич. калориметрах введённая теплота не изменяет темп-ры калориметрич. системы, а вызывает изменение агрегатного состояния тела, составляющего часть этой системы (напр., талине льда). Кол-во введённой теплоты (в этом случае пропорц. массе вещества, изменившего агрегатное состояние, и теплоте фазового перехода).

М а с с и в н ы й к а л о р и м е т р - и н т е г р а т о р чаще всего применяется для определения *экзальпии* веществ при темп-рах до 250°C . Калоримет-

рич. система у калориметров этого типа представляет собой блок из металла (обычно Cu или Al) с вмятками для сосуда, в к-ром происходит реакция, термометра и нагревателя. Значительно шевельва рассчитывают как произведение теплового значения калориметра на разность подъёмов темп-р блока, измеренных после сбрасывания в его гнездо ампулы с определённым кол-вом вещества, а затем — нулевой ампулы, нагретой до той же темп-ры. Теплоёмкости газов (а иногда и жидкостей) определяют в т. н. проточных лабиринтных калориметрах по разности темп-р на входе и выходе стационарного потока газа (или жидкости), по мощности потока и кол-ву теплоты, выделенной эл.электрич. нагревателем.

Калориметр, работающий как измеритель мощности, в противоложность калориметру-интегратору должен обладать значит. теплообменом, чтобы вводимое в него кол-во теплоты быстро удалялось, и состояние калориметра характеризуется мгновенным значением мощности теплового процесса. Тепловая мощность процесса определяется из теплообмена калориметра с оболочкой. Калориметр Кальве, относящийся к такой системе калориметров, представляет собой металл. блок с каналами, в к-ры помещены цилиндрич. ивочки. В ивочки проходит исследуемый процесс; металл. блок играет роль оболочки (темп-ра его поддерживается постоянной с точностью до 10^{-4} — 10^{-5} К). Разность темп-р ивочки и блока измерят термобатарей. В блок помещают чаще всего две ивочки, работающие как дифференц. калориметр. На каждой ивочке обычно монтируют две термобатареи: одна позволяет скомпенсировать тепловую мощность исследуемого процесса на основе *Цельтве эффект*, а другая (индикатрисса) служит для измерения некомпенсированной части теплового потока. В этом случае прибор работает как дифференц. компенсационный калориметр.

Общую классификацию калориметров можно построить на основе рассмотрения трёх кл. переменных, определяющих методику измерения: темп-ры калориметра, системы T_C , темп-ры оболочки T_0 , тепловой мощности L . Калориметры с постоянными T_C и T_0 наз. изотермическими; с $T_C = T_0$ — адиабатическими. Калориметры, работающие при пост. разности темп-р $T_C - T_0$, наз. калориметрами с пост. теплообменом. У калориметров с изотермич. оболочкой постоянна темп-ра T_0 , а T_C является ф-цией L . В адиабатич. калориметрах темп-ра оболочки регулируется так, чтобы она была всегда близка к минимальной темп-ре калориметр. системы. Часто это позволяет уменьшить теплообмен за время эксперимента до незначит. величин. В случае необходимости в результате непосредств. измерений вводится поправка на теплообмен, метод расчёта к-рой основан на пропорциональности теплового потока между калориметром и оболочкой по разности их темп-р (закон теплообмена Ньютона), если эта разность псевдич. (~ 3 — 4°C). Для калориметра с изотермич. оболочкой теплоты хим. реакций могут быть определены с погрешностью до 0,01%. Если размеры калориметра малы, темп-ра его меняется более чем на 2 — 3°C , а исследуемый процесс продолжителен, то при изотермич. оболочке теплообмен может составлять 15—20% от измеряемой величины. В этих случаях целесообразнее применять адиабатич. оболочку. С помощью адиабатич. калориметров определяют теплоёмкости твёрдых и жидких тел в области темп-р от 0,1 до 1000 К. Адиабатич. оболочка — лёгкая металл. ширма, снабжённая нагревателем, уменьшает теплообмен настолько, что темп-ра калориметра меняется лишь на неск. десятых тысячных $^\circ\text{C}$ мин.

Лит.: Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; Кальве Э., Прат А., Мирнокалориметрия, пер. с франц., М., 1963; Скрятов С. М., Колесов В. П., Воробьев А. Ф., Термометрия, ч. 1—2, М., 1964—66. В. А. Соколов.

КАЛОРИЯ (от лат. calor — тепло; кал. cal.) — внесистемная единица количества теплоты. 1 кал = 4,1868 Дж (точно). Применявшаяся в термодинамике К. равнялась 4,1840 Дж. Т. н. 15-градусная К. равна 4,1855 Дж.

КАЛУЦЫ — КЛЕЙНА ТЕОРИЯ — теория поля в пятимерном пространстве-времени (одна временная и четыре пространств. координаты), объединяющая эл.-магн. и гравитач. взаимодействия на геом. основе. Предложена Т. Калуцей (Th. Kaluza, 1921) и О. Клейном (O. Klein, 1926). Внесистемный над об. развитием много лет работал А. Эйнштейн. Дополнительные, ятаяя координата, вводимая в К.—К. т., является компактной (её значения лежат на окружности) и имеет настолько малый размер, что для макроскопич. наблюдателя она не заметна (все измеренные наблюдателем физ. величины не зависят от значения пятой координаты). Осн. результат К.—К. т. состоит в том, что лагранжиан гравитач. взаимодействия в пятимерном пространстве-времени, в качестве к-рого (по аналогии с *общей теорией относительности* Эйнштейна) берётся след нитимерного *Риччи тензора*, с точки зрения четырёхмерного макроскопич. наблюдателя представляется как сумма лагранжиана Эйнштейновской теории гравитации в четырёхмерном пространстве-времени и лагранжиана максвелловской теории эл.-магн. взаимодействия. При этом смешанные компоненты *метрического тензора* нитимерного пространства-времени g_{Aa} (где $A=0, 1, 2, 3$ соответствует обычным пространственно-временным координатам) интерпретируются как четырёхмерный вектор-потенциал эл.-магн. поля.

Первоначальная К.—К. т. имеет чисто историч. интерес, поскольку в ней нет места для элементарных частиц с полными спинами (фермионов), а также для сильного и слабого взаимодействий. Однако сама идея многомерных единых теорий поля переживает новый расцвет в связи с успехами теорий *суперсимметрии*, *супергравитации* и *суперструн*. В совр. теориях типа К.—К. т. рассматривается искривлённое пространство-время размерности $4+d$ и предполагается, но аналогии с первоначальной К.—К. т., что дополнительные d измерений к.л. образом компактифицируются в замкнутое d -мерное пространство (в нек-рых вариантах — в d -мерную сферу) с характерными размерами порядка d н. планковской длины $l_{Pl} = \sqrt{G\hbar/c^3} \approx 10^{-33}$ см, где G — пьютоновская гравитач. постоянная. Симметрия этого d -мерного пространства определяет *внутренние симметрии* и калибровочные симметрии (см. *Калибровочная инвариантность*) сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий. В теорию может быть включена суперсимметрия, что позволяет объединить бозоны и фермионы. С точки зрения четырёхмерного макроскопич. наблюдателя такая теория содержит бесконечное число квантовых полей с разл. спинами. При этом кванты тех полей, к-рые не зависят от координат d -мерного пространства, имеют массу $m \ll m_{Pl} = \hbar/l_{Pl}c \approx 10^{19}$ ГэВ/ c^2 , а остальные поля — очень тяжёлые ($m \gg m_{Pl}$) и поэтому не проявляются в лаб. экспериментах (m_{Pl} — *планковская масса*). Наоб. интерес представляет 10-мерная теория типа К.—К. т. ($d=6$), к-рая возникает в низкоэнергетич. ($E \ll m_{Pl}c^2$) пределе более фундам. теории некольких объектов — суперструн. Нек-рые варианты теории суперструн по содержат ультрафиолетовых расходимостей при специальном выборе группы симметрии ($E_8 \times E_8$, к-рая далее нарушается до $E_6 \times E_6$) *великого объединения* сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий. Важно, что эта группа симметрии является удовлетворительной с точки зрения классификации элементарных частиц.

А. А. Старобинский.

КАЛЬЦИЙ (Calcium), Ca, — хим. элемент II группы периодич. системы элементов, ат. номер 20, ат. масса 40,08, относится к щелочноземельным металлам. При-

родный К. состоит из смеси 6 стабильных изотопов с массовыми числами 40, 42—44, 46 и 48, среди к-рых наиб. распространён ^{40}Ca (96,94%), наименее — ^{46}Ca (0,003%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2$. Энергии последоват. ионизации 6,133, 11,872 и 50,914 эВ. Кристаллоном. радиус атома Ca 0,197 нм, иона Ca^{2+} 0,104 нм. Значение электроотрицательности 1,04.

В свободном виде — серебристо-белый металл, на воздухе темнеет, взаимодействует с O_2 , N_2 , H_2O и др. При темп-рах 20—443°C устойчива α -форма К. с гранецентрированной кубич. решёткой (стоящая на решётки $a=0,556$ нм), при темп-ре от 443°C до $t_{\text{пл}}=842$ °C — β -форма с гексагональной решёткой. $t_{\text{квп}}=1495$ °C (по др. данным, $t_{\text{пл}}=852$ °C, $t_{\text{квп}}=1484$ °C). Плотн. α -Ca 1,55 кг/дм³. Теплоота плавления 8,4 кДж/моль, теплоота испарения 152 кДж/моль, уд. теплоёмкость $c_p=25,9$ Дж/(моль·K) (0—100°C). Коэф. теплового линейного расширения $2,2 \cdot 10^{-5}$ K⁻¹ (0—300°C), теплопроводность 125 Вт/(м·K) (при 0—100°C). Уд. сопротивление $3,8 \cdot 10^{-2}$ мкО·м (при 20°C), температурный коэф. электр. сопротивления $4,57 \times 10^{-3}$ K⁻¹. Модуль упругости 21—28 ГПа, предел прочности при растяжении 59 МПа, предел упругости 4 МПа, предел текучести 37 МПа. Тв. по Бригеллю 200—300 МПа.

В хим. соединениях проявляет степень окисления +2, химически активен. К. применяют в качестве геттера в электровакуумных приборах, монокристаллы CaF_2 (флюорита) используют в оптич. лазерной технике. Из радиоизотопов практич. значение имеет β^- -радиоактивный ^{45}Ca ($T_{1/2}=162,6$ сут).

С. С. Бердосов.

КАМЕРА-ОБСКУРА (от лат. camera obscura — тёмная комната) — простейшее оптич. приспособление, позволяющее получать на экране изображение предметов. К.-о. представляет собой тёмный ящик с небольшим отверстием в одной из стенок, перед к-рым помещают рассматриваемый предмет. Лучи света, исходящие от разл. точек предмета, проходят через это отверстие и создают на противоположной стенке ящика (экране) действительное перевернутое изображение предмета. Оптимально резкое изображение получается, когда радиус отверстия r составляет 0,95 радиуса первой Френеля зоны: $r=0,95\sqrt{\lambda d}$, где λ — длина волны света, d — расстояние от отверстия до экрана.

С 17 в. К.-о. использовалась для наблюдения солнечных затмений и для получения перспективных рисунков, позднее была вытеснена линзовой камерой. К.-о. иногда применяется и в настоящее время благодаря тому, что даёт изображение, свободное от дисторсии, и позволяет фотографировать объекты в таких лучах, для к-рых нельзя подобрать линзы (напр., К.-о. используется при *диагностике плазмы*, при фотографировании в рентг. лучах).

КАНАЛИРОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ — движение заряд. частиц внутри монокристалла вдоль «каналов», образованных параллельными рядами атомов или плоскостей. К. з. ч. было предсказано М. Т. Робинсоном (М. Т. Robinson) и О. С. Озном (O. S. Ozon) в 1961 и обнаружено в 1963. Различают аксиальное и плоскостное К. з. ч. Аксиальное К. з. ч. наблюдается, когда пучок быстрых заряд. частиц падает на монокристаллы под малым углом к одной из кристаллограф. осей. При этом локализуется заряд. быстрая частица (напр., протон), приближаясь к одной из цепочек атомов, параллельных кристаллограф. осей, в результате серию последоват. актов слабого рассеяния на упорядоченно расположенных атомах как бы плавно искривляет свою траекторию так, что наблюдается почти зеркальное отражение частицы от цепочки ($\theta_1 \approx \theta_2$; рис. 1, кривая а). Из теории следует, что такого рода «зеркальность» наблюдается при

$\theta_1 < \theta_{\text{Д}}$, где $\theta_{\text{Д}}$ — т. н. угол Линдхарда, к-рый определяется соотношением:

$$\theta_{\text{Д}} = \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\epsilon l}}$$

Здесь $Z_1 e$, $Z_2 e$ — заряды движущейся частицы и ядра атома монокристалла, ϵ — энергия частицы, l — расстояние между соседними атомами в цепочке. При таком движении частица в течение всего времени удерживается вдали от ядер, находящихся на оси цепочки. При увеличении θ_1 до значений $\theta_1 > \theta_{\text{Д}}$ характер движения изменяется. Частица может исныть

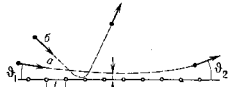


Рис. 1. Траектории заряженных частиц в кристалле при угле падения на грань кристалла $\theta < \theta_{\text{Д}}$ (кривая а) и при $\theta > \theta_{\text{Д}}$ (кривая б).

вплоть до столкновения с ядрами, в результате к-рых она рассеивается на большой угол (кривая б) и далее движется так же, как в неупорядоч. среде. Угол $\theta_{\text{Д}}$ составляет величину порядка долей градуса. В толще кристалла частица, движущаяся в режиме аксиального К. з. ч., испытывает последовательные акты «зеркального» отражения от разных цепочек.

В поперечной плоскости движение такой частицы в общем случае представляет случайное блуждание (рис. 2).

Плоскостное К. з. ч. наблюдается при падении пучка



Рис. 2.

Рис. 3. Плоскостное каналирование.

под малым углом к кристаллограф. плоскости. В этом случае частицы попеременно отражаются от соседних плоскостей; их траектория напоминает синусоиду (рис. 3). При этом частица также удерживается вдали от ядер.

Наиб. ярко К. з. ч. может проявляться в угловых распределениях продуктов ядерных реакций на монокристаллической мишени (рис. 4). Резкое уменьшение интенсивности вылетающих частиц при $\theta_1=0$

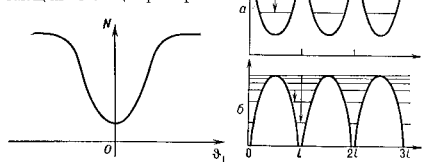


Рис. 4. Зависимость числа зарегистрированных частиц N — продуктов реакции от угла θ_1 между кристаллографической осью и направлением падающего пучка.

Рис. 5. Поперечный периодический потенциал V (а) для плоскостных каналов в случае поперечных (а) и продольных (б) каналов.

свидетельствует о том, что осн. часть падающего пучка попадает в режим К. з. ч., и вероятность столкновения с ядрами, а следовательно протекания ядерных реакций существенно снижается.

Удержание каналированных частиц вдали от осей цепочки приводит и к др. физ. явлениям. Так, при

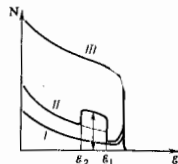
$\theta_1 < \theta_2$ уменьшается выход характеристик, рентг. лучей от внутр. электронных оболочек. Канализованные частицы имеют существенно большие пробеги по сравнению с частицами, движущимися в отсутствие К. з. ч. Это связано, с одной стороны, с тем, что отсутствие близких столкновений с ядрами уменьшает ядерные потери энергии, а с другой — траектория канализованных частиц лежит в области нижн. электронной плотности; при этом ионизат. потери уменьшаются.

Первоначально К. з. ч. наблюдалось для нуклон воложительно заряженных лёгких ионов (протоны, дейтроны, α -частицы) при энергии порядка 1 МэВ. В этом случае из-за малости длины волны де Бройля движущегося иона характер его движения можно описать классически в виде последовательности столкновений с упорядоченно расположенными атомами кристалла.

В случае движения более лёгких частиц (электронов и позитронов) часто существенны квантовые эффекты. На рис. 5 параболами приближительно изображена форма поперечного периода, потенциала V для плоскостных каналов в случае позитронов (рис. 5, а) и электронов (рис. 5, б). Горизонтальными линиями изображены энергетич. уровни поперечной составляющей движения частиц в кристалле. Стрелками указаны некоторые из возможных квантовых переходов (соответствующие этим переходам ал.-магн. излучение не «пустотак», а электроны — в областях, «занятых» ядрами кристалла. Это различие имеет следствия: позитроны движутся в режиме К. з. ч. относительно продолжит. время, электроны же имеют попер. вероятность рассеяния на ядрах на большой угол, так что их «длина канализования» существенно меньше. Процесс выбывания частиц из режима канализования наз. деканализованием. Скорость деканализования определяется зарядом и энергией движущейся частицы и характеристиками кристалла (заряд ядер, темп-ра, дефекты и др.).

К. з. ч. имеет ряд приложений. Одно из них — т. н. метод обратного рассеяния на м. окристаллах. Пучок падающих частиц направляется вдоль кристаллографич. осей или плоскостей, измеряется энергетич. спектр продуктов рассеяния или ядерных реакций. Любые отклонения от идеальной решётки (температурные колебания атомов, дефекты) приводят к характерному искажению

рис. 8. Энергетический спектр рассеянных частиц при бездефектном кристалле (I); в кристалле, у которого на некоторой глубине располагается слой со значительным количеством дефектов (II); \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 — энергии частиц, рассеянных на передней и задней стенках этого слоя; высота пика на кривой II определяет концентрацию дефектов; III — отсутствие канализования.



энергетич. спектра (рис. 6). Методом обратного рассеяния удаётся экспериментально определять положение примесных атомов и ячейки кристалла, исследовать структуру поверхностного слоя монокристалла и др.

К. з. ч. необходимо учитывать при цинной имплантации, к. н. при опред. условиях оно может привести к расширению имплантированного слоя и усложнению его структуры.

К. з. ч. относится к группе т. н. ориентац. а ф. е. к. т. в. возникающих при взаимодействии быстрых заряж. частиц с кристаллами (см. также *Теллер эффект*).

Лит.: Туз и н. в. А. Ф., Валиане кристаллической решетки на тепловые атомы и легкие ионы, «УФН», 1965, т. 87, с. 595; Линд х ард Я., Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц, там же, 1969, т. 93, с. 249; Ку м а х о в М. А., Ш и р е с е Р., Атомные столкновения в кристаллах, М., 1966, А. Ф. Тихонов.

КАНДЕЛА (от лат. *candela* — свеча) (кд, cd) — единица силы света, одна из основных СИ; равна силе света в заданном направлении источника, испускающего монохроматич. излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц, энергетич. сила света к-рого в этом направлении $1/683$ Вт/ср.

КАНОНИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ — независимые между собой переменные, входящие в т. н. канонич. ур-ния механики (см. *Гамильтона уравнения*) и определяющие состояние механич. системы в любой момент времени. Число К. п. равно $2s$, где s — число степеней свободы системы. В качестве К. п. обычно выбирают обобщённые координаты q_i и обобщённые импульсы p_i ($i=1, 2, \dots, s$).

С помощью т. н. *канонических преобразований* можно перейти от q_i и p_i к другим К. п. $Q_i(q, p, t)$, $P_i(q, p, t)$, к-рые могут иметь др. физ. смысл.

КАНОНИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ — преобразования $q, p \rightarrow Q(q, p), P(q, p)$ (обобщённых) координат и (обобщённых) импульсов, сохраняющие Пуассона скобки:

$$\{P_i, Q_j\} = \sum_k \left(\frac{\partial P_i}{\partial p_k} \cdot \frac{\partial Q_j}{\partial q_k} - \frac{\partial P_i}{\partial q_k} \cdot \frac{\partial Q_j}{\partial p_k} \right) = \{P_i, Q_j\} = \delta_{ij},$$

$$\{P_i, P_j\} = \{Q_i, Q_j\} = 0$$

($k=1, \dots, n$, n — число степеней свободы системы, δ_{ij} — Кронекера символ). К. п. сохраняют канонич. вид *Гамильтона уравнений* и нормировку *Гамильтона функции* $H(p, q, t)$. При К. п. фигурирующие в вариационном *наименьшего действия принципе* выражение $\sum_k p_k dq_k - H dt$ может меняться лишь на полный дифференциал:

$$\sum_k p_k dq_k - H dt = \sum_k P_k dQ_k - H' dt + dF.$$

Здесь F — произвольная функция К. п. Если она зависит от старых и новых координат, $F(q, Q)$, то явный вид К. п. находится из соотношений $p_i = \partial F / \partial q_i$, $P_i = \partial F / \partial Q_i$, а новая функция Гамильтона $H'(P, Q, t) = H(p, q, t) + \partial F / \partial t$.

Остальные возможности (всего их 2^{2n}), когда F зависит от i старых координат, $n-i$ старых импульсов, j новых координат и $n-j$ новых импульсов, получаются из данной *Лежандра преобразованием*.

К. п. сохраняют интеграл $\oint \sum_k p_k dq_k$ по замкнутой кривой в *фазовом пространстве* и элемент фазового объема $\prod_k dp_k dq_k$. Последнее обстоятельство используется при замене переменных в *функциональном интеграле*. Для F , не зависящих явно от времени, сохраняется и ф-ция Гамильтона. Для тождественного К. п. $F = \sum_k p_k q_k$. Бесконечно малые К. п. с $F = -\sum_k p_k q_k - \epsilon f(p_k, q_k; \epsilon)$ удовлетворяют ур-ниям Гамильтона $\partial P_i / \partial \epsilon = -\partial h / \partial q_i$, $\partial Q_i / \partial \epsilon = \partial h / \partial p_i$ с ф-цией Гамильтона $h = f(P, q; 0)$. Поэтому движение системы (параметр ϵ интерпретируется как время t) само есть К. п. Преобразования симметрии, сохраняющие действие $S = \int_{t_1}^{t_2} (\sum_k p_k dq_k - H dt)$, очевидным образом являются К. п. Благодаря свойствам К. п. равноправны все выборы канонич. переменных классич. системы: в её фазовом

пространство можно взять любую систему координат, связанную К. п. с декартовой, в к-рой q, p — обычные координаты и импульсы.

В квантовой механике такого равноправия нет. Постулат канонического квантования, заменяющий скобки Пуассона $\{p_i, q_j\} = \delta_{ij}$ канонич. перестановочными соотношениями $[p_i, q_j] = -i\hbar\delta_{ij}$, формулируется для декартовой системы координат. Конкретный выбор гильбертова пространства \mathcal{H} векторов состояний системы и реализация \hat{p}, \hat{q} как самосопряжённых (эрмитовых) операторов в этом пространстве (их общая область определения должна быть плотной в \mathcal{H}) наз. представлением К. п. в квантовой механике наз. преобразованием представлений, сохраняющие канонич. перестановочные соотношения (см. *Представлений теории*).

Для систем с конечным числом степеней свободы все представления канонич. перестановочных соотношений унитарно эквивалентны (теорема фон Неймана): для любых двух представлений операторов \hat{a}, \hat{b} и векторов состояний ψ, ψ' существует унитарный оператор U , такой, что $\hat{a}' = U\hat{a}U^{-1}$, $\psi' = U\psi$ (анал. ψ означает эрмитово сопряженное). Т. о., К. п. конечномерных квантовых систем всегда могут быть реализованы как унитарные преобразования, и поэтому они сохраняют спектры операторов, средние значения и др. динамич. характеристики. Напр., переход от шрёдингерову и гейзенбергову описанию эволюции системы (см. *Шрёдингера представление*, *Гейзенберга представление*) является унитарным преобразованием, зависящим от времени, с $U(t, t_0) = \exp\{-i\hat{H}(t-t_0)\}$, где \hat{H} — оператор Гамильтона (*гамильтониан*).

Для бесконечномерных квантовых систем теорема фон Неймана неверна: существует К. п., не сводящиеся к унитарным, и соответственно неэквивалентные представления канонич. перестановочных соотношений. Такие К. п. могут менять спектры операторов и в этом случае дают матем. описание важных физ. эффектов — явление *водосточных бозонов* при спонтанном нарушении симметрии, Хиггса механизмом, изменение спектра состояний системы при фазовых переходах и др. К. п. являются стандартным приёмом нахождения спектра элементарных возбуждений (*квазичастиц*) в статистич. физике. Примером такого К. п. служат *Боголюбова канонические преобразования*, с помощью к-рых находятся эти спектры для слабонеидеальных бозе- и ферми-систем.

Лит.: Голдстейн Г., *Классическая механика*, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Дирак П. А. М., *Принципы квантовой механики*, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Брескии Ф. А., *Метод второго квантования*, 2 изд., М., 1986; Арнольд В. И., *Математические методы классической механики*, 2 изд., М., 1979; Эм х Ж., *Алгебраические методы в статистической механике и квантовой теории поля*, пер. с англ., М., 1976.

В. В. Медведев, В. П. Павлов.
КАНОНИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ МЕХАНИКИ — см. *Гамильтоны уравнения*.

КАНОНИЧЕСКИЙ ФОРМАЛИЗМ — то же, что *гамильтонов формализм*.

КАНОНИЧЕСКОЕ КВАНТОВАНИЕ в квантовой механике — квантование на основе гамильтонова (иначе — канонич.) формализма, аналогичного гамильтонову формализму классич. механики.

В канонич. формализме осн. переменными являются обобщённые координаты q_k и сопряжённые им (относительно ф-ции Лагранжа L или ф-ции Гамильтона H) обобщённые (канонич.) импульсы $p_k = \partial L / \partial \dot{q}_k$. Выражая ф-цию Гамильтона консервативной системы с конечным числом степеней свободы N (полную энергию системы) через канонич. переменные q_k, p_l ($k, l = 1, 2, \dots, N$), ур-ния движения в классич. механике можно записать в виде:

$$\dot{F} = \{F, H\}, \quad (1)$$

где

$$\{A, B\} = \sum_l \left(\frac{\partial A}{\partial q_l} \frac{\partial B}{\partial p_l} - \frac{\partial B}{\partial q_l} \frac{\partial A}{\partial p_l} \right) \quad (2)$$

классич. скобка Пуассона, а $F(q, p)$ — динамич. переменная, не зависящая явно от времени (через q, p обозначена совокупность всех q_k, p_l). Поэтому, в частности,

$$\{q_k, p_l\} = \delta_{kl}, \quad \{q_k, q_l\} = \{p_k, p_l\} = 0, \quad (3)$$

$$\dot{q}_k = \{q_k, H\}, \quad \dot{p}_l = \{p_l, H\} \quad (4)$$

(δ_{kl} — *Кronecker символ*).

Постулат К. к. состоит в замене переменных q, p на соответствующие операторы, действующие на волновую ф-цию состояния, причём перестановочные соотношения для этих операторов и квантовые ур-ния движения для них получаются из (3) и (4) по правилу соответствия: классич. скобка Пуассона заменяется на квантовую скобку Пуассона

$$\{A, B\} \rightarrow \{A, B\}_{\text{квант}} = \frac{1}{i\hbar} [A, B], \quad (5)$$

определяющую через коммутатор операторов A, B :

$$[A, B] = AB - BA.$$

Поэтому ф-лы (3) превращаются в коммутат. соотношения

$$[q_k, p_l] = i\hbar\delta_{kl}, \quad [q_k, q_l] = [p_k, p_l] = 0, \quad (6)$$

а квантовые ур-ния движения принимают вид

$$i\hbar \hat{F}(q, p) = [F(q, p), H(q, p)], \quad (7)$$

где H — *гамильтониан* квантовомеханики системы.

В квантовой теории поля ф-лы К. к. принимают специфич. форму, отражающую бесконечное число степеней свободы и неэвклидов характер переменных, к-рым характеризуется поле. В качестве обобщённых координат оказываются естественным выбрать значения ф-ции поля $\varphi(x, t)$ в к.-л. произвольный, но фиксированный момент времени $t = t_0$:

$$q_k \rightarrow q(x) = \varphi(x, t_0).$$

Индекс k , т. о., становится непрерывным в трёхмерном. Канонич. импульсы $\pi(x, t_0)$ удобно определить через *лагранжиан* поля, точнее через плотность лагранжиана, L :

$$\pi(x, t_0) = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}(x, t_0)}. \quad (8)$$

Тогда перестановочные соотношения для обобщённых координат и импульсов поля примут непрерывный вид т. я. одновременных перестановочных соотношений:

$$[\varphi(x, t_0), \pi(x', t_0)] = i\hbar\delta(x-x'),$$

$$[\varphi(x, t_0), \varphi(x', t_0)] = [\pi(x, t_0), \pi(x', t_0)] = 0 \quad (9)$$

$\delta(x-x')$ — трёхмерная ф-ция Дирака, а форма ур-ний движения по сравнению с (7) не изменится.

В квантовой теории относительности в к.-л. поле φ важную роль играют ковариантные перестановочные соотношения вида

$$[\varphi(x, t), \varphi(x', t')] = i\hbar\Delta(x-x', t-t') = i\hbar\Delta(x-x'), \quad (10)$$

где Δ — некая перестановочная ф-ция (x, x' — четырёхмерные координаты). Переход от односторонних перестановочных соотношений (9) к разновременным (10) требует ренения ур-ний движения для поля $\varphi(x)$ и на практике оказывается возможным лишь для свободных полей.

Лит.: Гайтлер В., *Квантовая теория излучения*, пер. с англ., [2 изд.], М., 1956, гл. 2; Вентцель Г., *Введение в квантовую теорию волновых полей*, пер. с нем., М.—Л., 1947, гл. 4; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., *Квантовые поля*, М., изд. 2, 1980, § 6. Ширков Д. В., Ширков

КАНОНИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГИББСА — распределение вероятностей состояний статистич. ансамбля систем, к-рые находятся в тепловом равновесии со средой (термостатом) и могут обмениваться с ней энергией при пост. объёме и пост. длине частиц; соответствует канонич. ансамблю Гиббса. К. р. Г. установлено Дж. Гиббсом (J. Gibbs) в 1901.

Равновесная ф-ция распределения $f(p, q)$ зависит от координат и импульсов p, q всех частиц лишь через Гамильтона ф-цию $H_N(p, q)$ системы N частиц:

$$f(p, q) = Z^{-1} \exp \{-H_N(p, q)/kT\},$$

где T — абс. темп-ра, Z — статистический интеграл, определяемый из условия нормировки f и равный

$$Z = (Nh^{3N})^{-1} \int \exp \{-H_N(p, q)/kT\} dp dq,$$

где интегрирование ведётся по фазовому пространству всех частиц, $dp dq = dp_1 dq_1 \dots dp_N dq_N$, h — постоянная Планка. Т. о., Z является ф-цией T, N и объёма V .

К. р. Г. можно получить, если рассматривать совокупности данной системы и термостата как одну замкнутую изолор. систему и применить к ней микроканоническое распределение Гиббса. Тогда малая подсистема, ф-цию распределения к-рой можно найти интегрированием по фазовым переменным термостата, описывается К. р. Г. (теорема Гиббса).

В канонич. статистике статистич. ансамбль характеризуется распределением вероятностей w_i квантовых состояний системы с энергией ε_i . К. р. Г. для квантовых систем имеет след. вид:

$$w_i = Z^{-1} \exp(-\varepsilon_i/kT),$$

где Z — статистич. сумма, определяемая из условия нормировки ($\sum w_i = 1$) и равная $Z = \sum \exp(-\varepsilon_i/kT)$,

суммирование ведётся по всем квантовым состояниям допустимой симметрии.

К. р. Г. в квантовом случае можно представить с помощью статистического оператора (матрицы плотности) $\rho = Z^{-1} \exp(-H/kT)$, где H — гамильтониан системы. Такая форма К. р. Г. удобна для приложений, особенно с использованием представления второго квантования для гамильтониана.

К. р. Г. как в классич., так и в квантовом случае позволяет вычислить свободную энергию (Гельвольца энергию) в перемешках T, V, N , равную $F = -kT \ln Z$, где Z — статистич. интеграл или статистич. сумма. К. р. Г. соответствует максимуму энтропии, з-тропии при заданной средней энергии и при сохранении нормировки.

Лит. см. при ст. Гиббса распределения. Д. Н. Зубарев.

КАНОНЫ — то же, что *К-механика*.
КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА — одна из самых ранних моделей атомного ядра, предложенная Н. Бором (N. Bohr) и К. Ф. Вайцзеккером (C. F. von Weizsäcker) и развитая Дж. Уилером (J. Wheeler), Я. И. Френкелем и др. (1935—39), в к-рой ядро рассматривается как практически несжимаемая капля жидкости чрезвычайно большой плотности.

Полная масса ядра, состоящего из Z протонов и N — Z — N нейтронов (A — число нуклонов), меньше суммы масс составляющих его нуклонов на величину энергии связи, удерживающей нуклоны в ядре. Ср. энергия связи в расчёте на 1 нуклон почти для всех стабильных ядер при $A > 50$ постоянна (~ 8 — 9 МэВ, рис. 1). Это постоянство, а также постоянство плотности массы для разных ядер (объём ядра пропорционален числу нуклонов A) непосредственно привели к К. м. я.

К. м. п. нашла своё выражение в полумпирич. ф-ле для энергии связи ядра (Вайцзеккера формула):

$$\begin{aligned} E_{\text{св}} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2/A^{1/3} - \\ - a_T (N - Z)^2/A + a_p \delta A^{-1/2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь a_s, a_c, a_T, a_p — постоянные (см. ниже), a_v — энергия связи на 1 нуклон для бесконечно большого ядра, не имеющего поверхности (и d в r и o и m и p и l), а первый член суммы — объёмная энергия. Нуклоны, располагающиеся на поверхности ядра, $e_{\text{св}}$ МэВ

имеют меньшее число связей с др. нуклонами, чем внутренние. Поэтому для реального ядра конечных размеров нужно учитывать поверхностный вклад в $E_{\text{св}}$, пропорциональный поверхности ядра, т. е. $A^{2/3}$, и уменьшающий полную энергию связи (второй член суммы). Если учесть только объёмное и поверхностное слагаемые, то все ядра — изобары должны быть устойчивыми независимо от значений Z и N . В действительности устойчивы в области лёгких ядер лишь ядра с $Z=N$, а в области тяжёлых ядер — с $N > Z$. Это учитывается введением 3-го (кулоновская энергия) и 4-го (энергия симметрии ядра) слагаемых в (1). Слагаемое, отвечающее кулоновской энергии, возникает из-за отталкивания протонов, что должно благоприятствовать появлению стабильных нейтронно-избыточных ядер — изобар. Если ядро — шар радиусом $r_c \sim A^{1/3}$ и протоны в нём распределены однородно, то кулоновская энергия ядра $\sim Z^2/A^{1/3}$, т. е. тем меньше, чем меньше Z .

Эксперим. факты, однако, свидетельствуют о том, что стабильны не все ядра — изобары с избытком

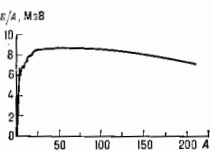


Рис. 1. Энергия связи в расчёте на 1 нуклон для разных ядер.

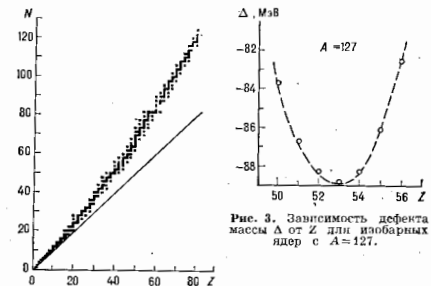


Рис. 3. Зависимость дефекта массы Δ от Z для изобарных ядер с $A=127$.

Рис. 2. Полоса стабильных ядер на NZ -диаграмме; каждое стабильное ядро — заштрихованный квадратик; сплошная линия соответствует $Z=N$.

нейтронов, а только заключённые в узкой полосе на диаграмме NZ (рис. 2). Это учитывается т. н. изотонич. разл. к-рой иллюстрирует кривая зависимости дефекта массы Δ от Z для всех изобар с определённым A (рис. 3). Ядро, лежащее на дне «долины», стабильно, ядра, располагающиеся на её склонах, не стабильны, они «скаываются» на дно в результате β -распада. Энергия симметрии возникает по той причине, что заперт Паули ослабляет взаимодействие между одноимёнными нуклонами.

Т. о., энергия симметрии описывает тенденцию ядра быть наиб. стабильным при $A=2Z$. Однако кулоновское отталкивание протонов препятствует этому, так что стабильные тяжёлые ядра имеют $A > 2Z$. Энергия симметрии более сильно зависит от относит. плотности нейтронов и протонов, чем кулоновская энергия, что приводит с учётом малой сжимаемости ядер-

ной жидкости к почти постоянной плотности заряда внутри ядра.

При более детальном изучении энергии связи ядер выяснилось, что $\mathcal{E}_{св}$ систематически изменяется в зависимости от того, чётные или нечётные Z и N . Это можно объяснить наличием наряду корреляций нуклонов между одноимёнными нуклонами, что приводит к доплате энергии связи и описывается последним слагаемым в ф-ле (1); $\delta=0$ для нечётного A , $\delta=-1$ для чётных A и чётных Z и $\delta=1$ для чётных A и нечётных Z .

Все константы в ф-ле (1) определяются «подгонкой» энергии связи под экспериментально измеренные массы ядер: $a_0=15,56$ МэВ, $a_1=17,23$ МэВ, $a_2=0,697$ (для $r_0=1,24$ фм) МэВ, $a_3=23,28$ МэВ, $a_4=12$ МэВ. В среднем ф-ла (1) хорошо описывает массы ядер. Отклонения $\ll 1\%$, т. е. $\sim 10-20$ МэВ) наблюдаются вблизи магических ядер, к-рые оказываются более сильно связанными, чем в среднем. Отклонения связаны с оболочечной структурой и деформацией ядер (см. Оболочечная модель ядра, Деформированные ядра). Оболочечная поправка к энергии связи возбуждённого ядра быстро уменьшается с увеличением возбуждения. Для ядер с $A > 200$ оболочечная поправка практически исчезает при энергии возбуждения 30–50 МэВ.

К. м. я. описывает процесс деления ядер как результат квадратной деформации поверхности капли, приводящей к образованию двух ядер [Л. Майтнер (L. Meitner), О. Фриш (O. Frisch), Н. Бор, Уилер, Френкель]. Для несжимаемой ядерной жидкости с резким краем деформация капли изменяет только поверхность \mathcal{E}_s и кулоновскую \mathcal{E}_c энергии, так что поведение капли при делении определяется одним безразмерным параметром:

$$x = \frac{\mathcal{E}_c^0}{2\mathcal{E}_s^0} = \frac{Z^2 A^{-1}}{(Z^2 A^{-1})_{кп}}, \quad (Z^2 A^{-1})_{кп} \approx 50, \quad (2)$$

наз. параметром деформости. Здесь \mathcal{E}_c^0 и \mathcal{E}_s^0 — кулоновская и поверхностная энергии для сферич. ядра (в К. м. я. ядро в основном состоянии имеет сферич. форму). При $x < 1$ возникает потенц. барьер (барьер деления) \mathcal{E}_f , к-рый при $1-x \ll 1$ равен:

$$\mathcal{E}_f = \mathcal{E}_s^0 \left\{ \frac{98}{135} (1-x)^3 + \dots \right\}. \quad (3)$$

На вершине барьера капля имеет форму вытянутого сфероида, а при меньших значениях x — гантелеобразную форму. Барьер деления увеличивается с уменьшением x . Для ядер в области $W-Hg$ ($\mathcal{E}_f \sim 25-20$ МэВ; согласно наблюдениям барьеров деления с вычисленными в К. м. я. означает, что член, пропорциональный $A^{3/2}$ в (1), имеет смысл поверхностной энергии. При $x \geq 1$ барьер деления исчезает, т. е. у ядра нет устойчивого состояния. Это справедливо при большой энергии возбуждения. В основном же состоянии ядра в образовании барьера деления при $x \rightarrow 1$ важную роль играют оболочечные поправки.

Если капля ядерной жидкости вращается, то её свойства зависят помимо параметра деформости x от безразмерного параметра y , равного отношению энергии вращения сферич. капли к её поверхностной энергии \mathcal{E}_s . Для $x > 0,81$ при $y > y_0 = 7/5(1-x)^2$ у вращающейся капли нет устойчивого состояния. При $y < y_0$ в минимуме энергии капля имеет форму сплюснутого сфероида, а барьер деления:

$$\mathcal{E}_f = \mathcal{E}_s^0 \left\{ \frac{49}{135} (1-x)^3 \left[1 + \pi \frac{y}{y_0} + \left(1 + 3 \frac{y}{y_0} \right)^{3/2} \right] + \dots \right\}. \quad (4)$$

Для $x < 0,81$ с ростом энергии вращения сплюснутый сфероид сменяется трёхосью фигурой. Изменение симметрии равноосной фигуры вращающегося ядра происходит, когда с увеличением угл. момента сплюснутые двухосные эллипсоиды переходят в трёхосные эллипсоиды Якоби. При ещё больших y трёхосные фигуры

теряют устойчивость — у вращающейся капли нет устойчивого равновесия.

Существуют помимо (1) другие полуэмпирич. ф-лы канальной модели для $\mathcal{E}_{св}$, отличающиеся лишь учётом того или иного числа поправочных членов. Гл. поправка возникает из-за диффузного распределения плотности на границе ядра. Диффузность влияет на энергию симметрии, кулоновскую и поверхностную энергии. Вводятся также поправки, учитывающие сжимаемость ядерной жидкости и др. Величина поправки обычно больше неск. Мэв, а их число $n > 10$. Зависимость этих поправок от A и Z не позволяет надёжно определить соответствующие эмпирич. константы в ф-ле (1). Это возможно потому, что изменения A и Z для известных масс ядер происходят в относительно узкой области долины β -стабильных ядер (рис. 2).

Лит.: Крайнов В. А., Массы атомов и энергии связи ядер, 2 изд., М., 1974; Myers W. D., Development of the semiempirical droplet model, «Atom. data and nucl. data tables», 1976, v. 17, № 3—6, p. 441; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977.

Г. А. Пых-Пыков

КАПИЛЯРНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ — конденсация пара в капиллярах и микроотрешках пористых тел, а также в промежутках между тесно сближенными твёрдыми частицами или телами. Необходимое условие К. к. — смачивание жидкостью поверхности тела (частиц). К. к. начинается с адсорбции молекул пара поверхностью конденсации и образования менисков жидкости. Т. к. имеет место смачивание, форма менисков в капиллярах вогнутая и дальнейшее насыщение пара над ними p , согласно Кельвина уравнению, ниже, чем давление насыщ. пара p_0 над плоской поверхностью. Т. о., К. к. происходит при более низких, чем p_0 , давлениях. Объём жидкости, скопсценсированшей в порах, достигает предельной величины при $p=p_0$. В этом случае поверхность раздела жидкостно — газ имеет нулевую кривизну (плоскость, катеноид).

Сложная капиллярная структура пористого тела может служить причиной как и д л я р о г о г и с т е р е з и с а — зависимость кол-ва скопсценсированшейся в капиллярах жидкости не только от p , но и от предшристор процесса, т. е. от того, как было достигнуто данное состояние: в процессе конденсации или же в ходе испарения жидкости.

К. к. увеличивает поглощение (сорбцию) паров пористыми телами, в особенности вблизи точки насыщения паров. Её используют для улавливания жидкостей тонкопористыми телами (сорбентами), она играет большую роль в процессах сушки, удержания влаги почвами, строительными и др. пористыми материалами (см. Капиллярные явления). П. В. Чурнов.

КАПИЛЯРНОЕ ДАВЛЕНИЕ — разность давлений по обе стороны искривлённой поверхности раздела двух жидкостей или жидкости и газа. Величина К. д. связана с поверхностным натяжением и радиусом ср. кривизны поверхности жидкостно-газовой поверхности. В случае вогнутой поверхности жидкостно-газовой поверхности давление в ней пониженно по сравнению с давлением в соседней фазе и К. д. $\Delta p < 0$, для выпуклой поверхности $\Delta p > 0$, для плоской поверхности $\Delta p = 0$. К. д. — следствие действия сил поверхностного натяжения, к-рые направлены по касательной к поверхности, что приводит к повлению составляющей, направленной внутрь объёма контактирующих фаз. См. также Капиллярные явления. П. В. Чурнов.

КАПИЛЯРНЫЕ ВОЛНЫ — волны на поверхности жидкости, свойства к-рых существенным образом определяются силами поверхностного натяжения, в отличие от гравитач. волн, для к-рых преобладает влияние силы тяжести. Резкого разграничения между этими двумя типами волн нет, но влияние гравитации обычно мало для достаточно коротких волн — рибб; к К. в. относят волны с длинами $< 1,7$ см. К. в. могут возбуждаться либо непосредственно ветром, либо путём нелинейной трансформации па гребнях гравитач. волн; в свою оче-

редь, К. в. создают «сплошную» поверхность, способствующую генерации гравитационной волны ветром. К. в. существенно влияют на процессы отражения и рассеяния зл.-магн. и акустич. волн водной поверхностью, в частности на её опич. свойства (области нолж. уровня К. в. видны как гладкие пятна или полосы).

Л. А. Островский.

КАПИЛЛЯРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — совокупность явлений, обусловленных действием межфазного поверхностного натяжения на границе раздела несмешивающихся сред; к К. я. обычно относят явления в жидкостях, вызванные искривлением их поверхности, граничащей с др. жидкостью, газом или собой. паром. К. я. — частный случай поверхностных явлений.

В отсутствие силы тяжести поверхность жидкости искривлена всегда. Под воздействием поверхностного натяжения ограниченный объём жидкости стремится принять форму шара, т. е. занять объём с мин. поверхностью. Силы тяжести существенно меняют картину. Жидкость с относительно малой вязкостью быстро принимает форму сосуда, и к-рый наполн, причём её свободная поверхность (не граничащая со стенками сосуда) в случае достаточно больших масс жидкости и большой площади свободной поверхности практически плоская. Однако по мере уменьшения массы жидкости роль поверхностного натяжения становится более существенной, чем сила тяжести. Так, напр., при дроблении жидкости в газе (или газа в жидкости) образуются каналы (пузырьки) сферич. формы. Свойства систем, содержащих большое кол-во капель или пузырьков (эмульсии, жидкие аэрозоли, пены), и условия их формирования во многом определяются кривизной поверхности этих образований, то есть К. я. Большую роль К. я. играют и в зародышеобразовании при конденсации пара, кинении жидкостей, кристаллизации.

Искривление поверхности жидкости может происходить также в результате её взаимодействия с поверхностью др. жидкости или твёрдого тела. В этом случае существенно наличие или отсутствие смачивания жидкостью этой поверхности. Если имеет место смачивание, т. е. молекулы жидкости I (рис. 1) сильнее взаимодействуют с поверхностью твёрдого тела 2 , чем с молекулами др. жидкости (или газа) 2 , то под воздействием разности сил межмолекулярного взаимодействия жидкость поднимается по стенке сосуда и примыкающей к твёрдому телу участок поверхности жидкости будет искривлён. Гидростатич. давление, вызванное подъёмом уровня жидкости, уравновешивается капиллярным давлением — разностью давлений над и под искривлённой поверхностью, величина к-рого связана с локальной кривизной поверхности жидкости.

Если сблизить влаские стенки сосуда с жидкостью, то зоны смачивания перекроются и образуется мениск — полностью искривлённая поверхность. В таком капилляре в условиях смачивания под вогнутым мениском давление понижено, жидкость поднимается; вес столба жидкости выс. h_0 уравновешивает капиллярное давление Δp . В условиях равновесия

$$-\Delta p = (\rho_1 - \rho_2) g h_0 = -2\sigma_{12}/r, \quad (1)$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотности жидкости I и газа 2 , σ_{12} — межфазное поверхностное натяжение, g — ускорение свободного падения, r — радиус средней кривизны поверхности мениска ($\frac{1}{r} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$, где R_1 и R_2 — радиусы кривизны мениска в двух взаимно перпендикулярных плоскостях сечения). Для смачивающей жидкости $r < 0$ и $h_0 > 0$. Несмачивающая жидкость образует выгнутый мениск, капиллярное давление под к-рым положительн, что приводит к опусканию жидкости в капилляре ниже уровня свободной поверхности жидкости ($h_0 < 0$). Радиус кривизны r связан с радиусом капилляра r_K соотношением $r = -r_K/\cos\theta$, где θ — краевой угол, образуемый поверхностью жидкости со стенками капилляра.

Из ур-ния (1) можно получить т. н. капиллярную постоянную a — величину, характеризующую размеры системы $L < a$, при к-рых ставятся существенными К. я.:

$$a = \sqrt{\frac{2\sigma_{12}}{(\rho_1 - \rho_2)g}}$$

Для воды при тем-ре 20 °С $a = 0,38$ см.

К К. я. относится капиллярное впитывание, появление и распространение капиллярных волн, капиллярное передвижение жидкости, капиллярная конденсация, процессы испарения и растворения при наличии искривлённой поверхности. Для к а п и л л я р н о г о в и т а н и я в а н и л важной характеристикой является его скорость v , определяемая величиной капиллярного давления и вязким сопротивлением течению жидкости в капилляре. Скорость v изменяется со временем впитывания t , и для вертикально расположенного капилляра

$$v(t) = \frac{r_K^2}{8\eta h(t)} \left[\frac{2\sigma_{12} \cos\theta}{r_K} - \rho_1 g h(t) \right], \quad (2)$$

где $h(t)$ — положение мениска в момент времени t (рис. 1), η — коэф. вязкости жидкости. При впитывании в горизонтальный капилляр

$$v(t) = \frac{r_K \sigma_{12} \cos\theta}{4\eta h(t)} = \sqrt{\frac{r_K \sigma_{12} \cos\theta}{8\eta t}}. \quad (3)$$

При $v > 10^{-3}$ см/с следует учитывать возможную зависимость краевого угла θ от v , а в нек-рых случаях — вязкое сопротивление вытесняемого из капилляра газа (или др. жидкости).

Скорость капиллярного впитывания играет существенную роль в водосабливании растений, движении жидкости в почвах и др. пористых телах. Капиллярная проницаемость — один из распространённых процессов хим. технологии.

Искривление свободной поверхности жидкости под действием внеш. сил (напр., ветра, вибрации) вызывает появление и распространение капиллярных волн в воде (рифлы на поверхности жидкости). Самопроизвольное образование поверхностных волн — флуктуаций толщины тонких слоёв жидкости (струи, плёнки) — является причиной их неустойчивости по отношению к состоянию капель или капиллярного конденсата.

Разность капиллярного давления, возникающая в результате разл. кривизны поверхностей менисков,



Рис. 1.

Рис. 2.

может вызывать капиллярное передвижение жидкости (рис. 2). Для смачивающих жидкостей поток жидкости направлен к мениску с меньшим радиусом кривизны (т. е. в сторону меньшего давления). Причиной капиллярного передвижения может быть не только градиент кривизны, но и градиент поверхностного натяжения жидкости. Так, градиент тем-ры приводит к разности поверхностного натяжения и, следовательно, к разности капиллярного давления в жидкости (термокапиллярное течение). Этим же объясняется движение капель жидкости и пузырьков газа в неравномерно нагретой среде: под влиянием градиента поверхностного натяжения происходит движение поверхность пузырьков или капель. Аналогичный эффект наблюдается и при изменении σ_{12} при адсорбции *поверхностно-активных веществ* (ПАВ): ПАВ

снижают σ_{12} и жидкость, перемещается в том направлении, где адсорбция ПАВ на поверхности жидкости меньше (эффект Марангони — Гиббса).

Искривление поверхности раздела фаз приводит к изменению величины равновесного давления пара p над ней или растворимости твёрдых тел. Так, напр., над каплями жидкости r выше, чем давление насыщ. пара p_s над плоской поверхностью жидкости при той же темп-ре T . Соответственно растворимость s мелких частиц в окружающей среде выше, чем растворимость s_s плоской поверхности того же вещества. Эти изменения описываются *Кельвином уравнением*, полученным из условия равенства хм. потенциалов в смежных фазах в состоянии термодинамич. равновесия:

$$\frac{p}{p_s} = \frac{c}{c_s} = \exp\left(\frac{2\sigma_{12}V}{rRT}\right), \quad (4)$$

где V — молярный объём жидкости или твёрдого тела. Для шарообразных частиц r по абс. величине равно их радиусу. Повышение или понижение p и s зависит, в соответствии с (4), от знака r ($r > 0$ для выщуклых, и $r < 0$ для вогнутых поверхностей).

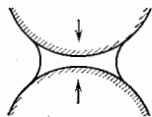


Рис. 3.

Ур-ние (4) определяет направление переноса вещества (от больших значений r и s к меньшим) в процессе перехода системы к состоянию термодинамич. равновесия. Это приводит, в частности, к тому, что крупные капельки (или частицы) растут за счёт испарения (растворения) более мелких, а первые поверхности (при условии постоянства межфазного натяжения) сглаживаются за счёт испарения (растворения) выступов и заполнения впадин. Заметные отклонения давления и растворимости имеют место лишь при достаточно малых r (для воды, напр., при $|r| \leq 0,1$ мкм). Поэтому ур-ние Кельвина часто используется для характеристики состояния малых объектов (коллоидные системы, тонкопористые тела, зародыши новой фазы).

Капиллярная конденсация — процесс перехода пара в жидкость, заполняющую капилляры, щели или промежутки между частицами, с образованием вогнутых капиллярных менисков. Необходимое условие капиллярной конденсации — смачивание жидкостью поверхности конденсации, ей предшествует адсорбция молекул пара на поверхности. Степень заполнения капилляров или пористых тел капиллярно-конденсированной жидкостью описывается ур-нием Кельвина (подробнее см. в ст. *Капиллярная конденсация*).

Отрицат. капиллярное давление ($\Delta p < 0$) может удерживать смачиваемые жидкостью частицы (рис. 3). Если частицы дисперсного тела не связаны прочно, возможна его объёмная деформация под действием капиллярных сил — капиллярная контракция. Так, напр., рост капиллярного давления при высушивании может привести к значит. усадке материалов.

К. я. впервые были открыты и исследованы Леонардо да Винчи (Leonardo da Vinci), Б. Паскалем (B. Pascal) и Дж. Жюреном (J. Jurin) в опытах с капиллярными трубками. Теория К. я. развита в работах П. С. Лапласа (P. S. Laplace), Т. Юнга (Th. Young), И. С. Громеки и Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs).

Лит.: Громека И. С., Собр. соч., М., 1952; Адамс А. Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1976; Современная теория капиллярности, под ред. А. И. Русланова, Ф. Ч. Гуаризы, Л., 1980; Дерягин Л. В., Чураев Н. В., Смачивающие пленки, М., 1984; Роулиндс Дж., Уильямс В., Молекулярная теория капиллярности, пер. с англ., М., 1980; Н. В. Чураев, **КАПИЦЫ ЗАКОН** — эмпирич. правило, согласно которому электр. сопротивление поликристаллич. образцов металлов в сильном магн. поле растёт пропорц. напряжённости магн. поля. Установлен П. Л. Капицей

в 1928 для Cu, Au и Ag. Нашёл объяснение в теории *гальваномагнитных явлений*.

КАПИЦЫ СКАЧОК ТЕМПЕРАТУРЫ — явление в жидком гелии, состоящее в том, что при передаче теплоты от твёрдого тела к жидкому гелию (или обратно) на границе раздела возникает разность темп-р ΔT [1]. Открыто П. Л. Капицей в 1941. В дальнейшем было установлено, что К. с. т. — общее физ. явление при низких темп-рах: он возникает на границе раздела любых разнородных сред (из к-рых, по крайней мере, одна — диэлектрик) при наличии теплового потока через границу (из одной среды в другую).

Скачок темп-ры ΔT прямо пропорционален плотности теплового потока Q и обратно пропорционален T^3 :

$$\Delta T = R_K Q = \frac{A}{T^3} Q, \quad (1)$$

где коэф. A зависит от упругости находящихся в контакте вещества, а также от характера обработки поверхности твёрдого тела. Величина $R_K = A/T^3$ наз. сопротивлением Капицы или граничным тепловым сопротивлением.

На границе отожжённая медь — жидкий ^4He при $T = 0,1$ К и $Q = 10^{-4}$ Вт/м² $\Delta T = 2,4 \cdot 10^{-3}$ К. т. о., $R_K = 2,4 \cdot 10^{-2}/T^3$ (м²К/Вт). Для др. металлов (при тех же условиях) R_K имеет близкие значения.

Теоретически показано (И. М. Халатняков, 1952), что при низких темп-рах теплообмен между жидкостью и твёрдым телом осуществляется посредством тепловых фононов, а К. с. т. на границе возникает из-за сильного рассогласования *импульсов акустических* двух сред и моды критич. угла, в пределах к-рого фононы уходят из гелия в твёрдое тело [2].

Из законов отражения и преломления звука и граничных условий И. М. Халатняковым получено след. выражение для сопротивления Капицы на границе ^4He — твёрдое тело:

$$R_K = \frac{Dc_1}{\rho c} \frac{c_1^2}{T^3} \frac{15k^3}{2\pi^2 v^4} \frac{1}{v}. \quad (2)$$

Здесь ρ и D — плотности жидкого гелия и твёрдого тела, c и c_1 — скорость звука в гелии и скорость поперечного звука в твёрдом теле, F — ф-ция упругих констант (порядка единицы).

Экспериментально было установлено, что реальный теплообмен, особенно при $T \approx 1-2$ К, происходит значительно лучше, чем это следует из акустич. теории. Так, напр., для границы медь — ^4He при $T > 1$ К теоретич. значение $A = R_K T^3 = 5 \cdot 10^{-2}$ м²К⁴/Вт, в то время как эксперим. значения $A \approx (0,5-5) \cdot 10^{-3}$ м²К⁴/Вт. Значит, разброс экзпирм. данных для одного и того же материала обусловлен сильной зависимостью сопротивления Капицы от состояния поверхности твёрдого тела: поверхностных шероховатостей и дефектов поверхностного слоя, окислов и следов адсорбированного газа, механич., хим. и термич. обработки поверхности. Тепловое сопротивление меньше для грязных, деформированных образцов с травлёной и механически полированной поверхностью, оно существенно возрастает при отжиге, а также при очистке поверхности электрополировкой и ионной бомбардировкой (при условии хранения образца до измерения в сверхвысоком вакууме). К. с. т. резко увеличивается на свежесколотых в жидком гелии поверхностях. От контактирующей жидкости (^4He , ^3He или их растворов) К. с. т. зависит слабо.

Температурная зависимость сопротивления Капицы вида $R_K \sim A/T^3$ со значением коэф. A , близким к теоретическому для чистых металлов, хорошо выполняется при очень низких темп-рах (от 20 мК до 0,1—0,2 К) [3]. В этой области темп-р роль поверхностных дефектов ослабевает в связи с ростом длины волны тепловых фононов. Для технически чистых металлов и сплавов

кубическая зависимость проводимости Кашцы R_K^{-1} от T наблюдается в более широком температурном интервале от 20 МК до 0,8–0,9 К с меньшими A . При $T > 1$ К как для чистых, так и для грязных образцов в основном также выполняется зависимость $R_K^{-1} \sim T^3$, однако коэф. A , как правило, становится ещё меньше.

Отклонения R_K^{-1} от закона T^3 обусловлены зависимостью коэф. прохождения фононов через границу твёрдое тело — жидкость от частоты ω . Так, для границы жидкий гелий — твёрдый гелий (^4He) при $T < < 1$ К коэф. прохождения тепловых фононов $\omega \ll \omega^2 \sim T^3$, откуда $R_K^{-1} \sim T^6$ [4].

К. с. т. представляет охлажденную тел до сверхнизкой темп-р, что обычно достигается в рефрижераторах растворения ^3He в ^4He и ступенях ядерного размагничивания (см. *Криостат*, *Магнитное охлаждение*). Для уменьшения К. с. т. площадь теплообменников увеличивают до сотен см^2 , изготавливая их из блоков спечённого субмикронного металла. Изобретения: 1) Кашца П. Л., Исследование механизма теплопередачи в гелии II, ЖЭТФ, 1941, т. 11, с. 1; 2) Халатников И. М., Теплообмен между твёрдым телом и гелием II, там же, 1952, т. 22, с. 687; 3) Hallett G. J. P., Review paper, Heat transfer between liquid helium and solids below 100 mK, J. Low Temp. Phys., 1979, т. 37, № 5/6, p. 487; 4) Марченко В. И., Паршич А. Я., Капиллярное прохождение звука и аномальный сигнал Кашцы на границе твёрдый — жидкий гелий, «Письма в ЖЭТФ», 1980, т. 31, в. 12, с. 767.

КАПЛЯ — небольшой объём жидкости, ограниченный в состоянии равновесия поверхностью вращения. К. образуются при медленном истечении жидкости из небольшого отверстия или стекания её с края поверхности, при распылении жидкости и эмульгировании, а также при конденсации пара на твёрдых несмачиваемых поверхностях и в газовой среде на центрах конденсации.

Форма К. определяется действием поверхностного натяжения и внеш. сил (напр., силы тяжести). Микроскопич. К. для к-рых сила тяжести не играет большой роли, а также К. в условиях невесомости имеют форму шара. Крупные К. в земных условиях имеют форму шара только при равнестве плотностей К. и окружающей среды. Падающие дождевые К. под действием силы тяжести, давления ветренного потока воздуха и поверхностного натяжения сплюснуты с одной стороны. На смачиваемых поверхностях К. принимают форму шарового сегмента с краевым углом $\theta < \pi/2$, на несмачиваемых — с углом $\theta > \pi/2$ (см. *Смачивание*). При $\sigma_{\text{жс}} > \sigma_{\text{жс}} + \sigma_{\text{жс}}$ ($\sigma_{\text{жс}}$, $\sigma_{\text{жс}}$ и $\sigma_{\text{жс}}$ — поверхностные натяжения твёрдого тела, жидкости и натяжение границы тв. тело — жидкость соответственно) капля растекается по тв. поверхности ($\theta = 0$). Форма и размер К., вытекающих из капиллярной трубки, зависят от её диаметра, поверхностного натяжения и плотности жидкости, что позволяет по весу капель определять σ . Давление пара у поверхности К. зависит от её радиуса и определяется *Кельвина уравнением*.

Лит.: Гегузин Я. Е., Кашца М., 1973.

КАРДИНАЛЬНЫЕ ТОЧКИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ — точки на оси OO' (рис.) центрированной оптич.

системы, позволяющей строить изображение произвольной точки пространства объектов в параксиальной области (вблизи оптич. оси). В общем случае (за исключением телескопич. систем) за К. т. о. с. принимают след. 4 точки: передний F' и задний F фокусы, переднюю H и заднюю H' гл. точки. Задний F фокус является изображением бесконечно удалённой точки,

расположенной на оптич. оси в пространстве объектов, а средний фокус — изображением в пространстве объектов бесконечно удалённой точки пространства изображений. Главные точки являются точками пересечения с оптич. осью гл. плоскостей — сопряжённых плоскостей, для которых линейное увеличение равно 1, т. е. всякая точка H_1 , расположенная в гл. плоскости H_1H_2 на расстоянии h от оси, изображается в другой гл. плоскости $H'_1H'_2$ в точке H'_1 на том же расстоянии h от оси, что и точка H_1 .

Расстояние от точки H до точки F наз. передним фокусным расстоянием (отрицательным на рис.), а расстояние от точки H' до точки F' — задним фокусным расстоянием (положительным на рис.).

С помощью перечисленных четырёх точек F, H, F', H' изображение произвольной точки A , создаваемое оптич. системой, можно построить след. образом: из точки A проводят 2 луча AH_1 и AFH_2 . Первый луч, идущий параллельно оптич. оси и пересекающий заднюю гл. плоскость на расстоянии $H'H'_1$ от оси ($H'H'_1 = HH_1$), проходит через задний фокус F' . Второй луч, проходящий через передний фокус F и переднюю гл. плоскость H_1H_2 в точке H_2 , выходит из системы параллельно оси на расстоянии $H'H'_2$ от оси ($H'H'_2 = HH_2$). Точка пересечения A' этих двух лучей является изображением точки A , даваемом рассматриваемой оптич. системой. Любой паракасиальный луч, исходящий из точки A , по выходе из системы проходит через точку A' .

Число К. т. о. с. в общем случае равно четырём. В нек-рых частных случаях их число уменьшается; напр., в бесконечно тонкой линзе или в системе из бесконечно тонких линз, разделённых бесконечно малыми воздушными промежутками, обе гл. плоскости сливаются в одну. Оптич. системы, содержащие одну отражающую поверхность, обладают только одной гл. плоскостью и одним фокусом, т. е. лучи, падающие на систему, могут распространяться только в одном направлении (навстречу отражающей поверхности). У телескопич. системы К. т. о. с. находятся на бесконечности, и поэтому построение изображения с их помощью невозможно. В этом случае можно разбить телескопич. систему на 2 части любым способом (напр., на объектив и окуляр) и построить изображение любой точки пространства объектов в отдельности для каждой части.

В качестве К. т. о. с. не обязательно пользоваться фокусами и гл. точками, иногда последние заменяют узловыми точками, обладающими тем свойством, что луч, проходящий через переднюю узловую точку и образующий с осью угол α , после преломления проходит через заднюю узловую точку и образует с осью тот же угол α . Если значения показателей преломления первой и последней сред одинаковы, то узловые точки совпадают с главными.

Иногда в качестве К. т. о. с. пользуются гл. точками и «антиглавными» точками — под последними понимают пару сопряжённых точек, для к-рых поперечное увеличение (см. *Увеличение оптическое*) равно —1. Можно также пользоваться узловыми и «антиузловыми» точками — парой сопряжённых точек, для к-рых угл. увеличение равно —1. Построение изображения на перечисленных К. т. о. с. не представляет затруднений. Вообще говоря, в качестве К. т. о. с. можно принять 2 произвольно выбранные пары сопряжённых точек при условии, что известно линейное или угл. увеличение, соответствующее этим парам. Однако применение таких К. т. о. с. малоудобно и не получило распространения на практике.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1–2, М.—Л., 1948—52; Сидоренко Г. Г., Геометрическая оптика, М.—Л., 1946; Джервуд А. Вёрч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер с англ., М., 1978, гл. 2.

КАРНО ТЕОРЕМА — утверждает, что вид q тепловой машины, в р-ре используется Карно цикла, зависит только от темп-р t_1 и t_2 нагревателя и холодильника,

но не зависит от природы рабочего вещества. Доказана Н. Л. С. Карно (N. L. S. Carnot) в 1824. Если t_1 и t_2 — эмпирич. темп-ры нагревателя и холодильника, то, согласно К. т.,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = f(t_1, t_2),$$

где Q_1 — кол-во теплоты, отдаваемое нагревателем, Q_2 — кол-во теплоты, передаваемое холодильнику, $f(t_1, t_2)$ — универсальная ф-ция выбранных эмпирич. темп-р. Теорема о том, что кид любого теплового двигателя не может превышать кид цикла Карно, осуществляемого при той же темп-ре нагревателя и холодильника, также же К. т.

К. т. можно доказать, рассматривая две тепловые машины с общими нагревателем и холодильником, в к-рых цикл Карно осуществляется с разл. рабочими веществами. Если кид машин различается, то результат кругового процесса, в к-ром одна машина работает по прямому, а другая — по обратному циклу Карно, противоречит второму началу термодинамики.

В том случае, когда в цикле Карно используют идеальный газ, $Q_1/Q_2 = T_1/T_2$, поэтому удобно определить а б с. ш к а д у т е м п - р так, чтобы $f(T_1, T_2) = (T_1 - T_2)/T_1$ (шкала Кельвина). Тогда кид цикла Карно равен $\eta = (T_1 - T_2)/T_1$. Любой термодинамич. цикл можно представить состоянием из большого (в пределе — бесконечно большого) числа циклов Карно. Применяя к каждому из элементарных циклов К. т., будем иметь $\sum \delta Q_i/T_i = 0$, причём кол-во теплоты

δQ_i , полученное системой, считается положительным, а отданное — отрицательным. В пределе для любого обратимого цикла получается равенство Клаузиуса $\oint \delta Q/T = 0$, а для необратимого цикла —

неравенство Клаузиуса $\oint \delta Q/T < 0$ — удобная формулировка второго начала термодинамики.

Лит. см. при ст. Термодинамика. Д. И. Зубарев. **КАРНО ТЕОРЕМА** в теории удара — кинетич. энергия, потерянная системой при абсолютно неупругом ударе, равна той кинетич. энергии, к-рую имела бы система, если бы её точки двигались с итериящими скоростями:

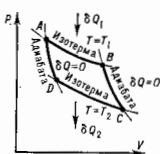
$$T_0 - T_1 = \frac{1}{2} \sum_i m_i (v_i - u_i)^2, \quad (*)$$

где $T_0 = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2$ и $T_1 = \frac{1}{2} \sum_i m_i u_i^2$ — кинетич. энергии системы в начале и в конце удара соответственно, m_i — массы точек системы, v_i и u_i — их скорости в начале и в конце удара (разность $v_i - u_i$ наз. потерей скорости). Назв. по имени Н. Л. С. Карно.

Равенство (*) можно получить как следствие теоремы об изменении кол-ва движения при ударе и условия того, что удар является абсолютно неупругим. Помимо установления наглядного энергетич. соотношения К. т. позволяет в ряде случаев определять скорости тел после неупругого удара. С. М. Тарг.

КАРНО ЦИКЛ — круговой обратимый процесс, состоящий из двух изотермич. и двух адиабатич. процессов. Впервые рассмотрен Н. Л. С. Карно в 1824 как идеальный цикл для теплового двигателя, в к-ром рабочее вещество приводит в тепловой контакт с двумя тепловыми резервуарами: нагревателем (с темп-рой T_1) и холодильником (с темп-рой $T_2 < T_1$). На рис. изображён К. п. для идеального газа, координатами служат давление p и объём V . Сначала рабочее вещество приводит в тепловой контакт с нагревателем, а затем оно изотермически расширяется, получая от нагревателя теплоту δQ_1 и совершая работу (кривая AB). После этого рабочее вещество расширяется адиабатически (кривая BC) и охлаждается до темп-ры T_2 . Затем устанавливает тепловой контакт с холодильником и изо-

термически сжимает рабочее вещество, отбирая теплоту δQ_2 (линия CD). Завершают К. п. адиабатич. сжатием рабочего вещества (отрезок DA), возвращая его в исходное состояние. В результате внутр. энергия рабочего вещества не изменяется, поэтому произведённая работа соответствует разности $\delta Q_1 - \delta Q_2$. Если проводить процесс в обратном направлении, то, совершая работу, можно передать часть теплоты от холодильника



Цикл Карно для идеального газа на диаграмме p — V . Площадь $ABCD$ численно равна совершённой работе.

к нагревателю (обратный К. п.). Анализируя К. п., можно доказать Карно теорему о макс. киде тепловых машин, $\eta = (T_1 - T_2)/T_1$, это доказательство используют для формулировки второго начала термодинамики.

Лит. см. при ст. Термодинамика. Д. И. Зубарев. **КАРНИНТОТРОН** — же, что адиаб. обратный волн. **КАСАТЕЛЬНОЕ УСКОРЕНИЕ** (тангенциальное ускорение) — составляющая ускорения направлена вдоль касательной. Когда К. у. $w_\tau = 0$, движение точки является равномерным, а при $w_\tau = \text{const}$ — равнопеременным (равноускоренным, если знаки w_τ и v совпадают, и равнозамедленным в противоположном случае).

КАСКАДНЫЙ ГЕНЕРАТОР (КГ) — устройство для преобразования низкого перем. напряжения в высокое постоянное. Низкое напряжение выпрямляется в отд. каскадах, а затем полученные пост. напряжения включаются последовательно и суммируются. Связь кас-

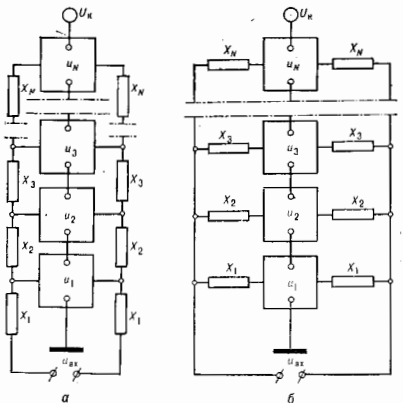


Рис. 1. Схема каскадного генератора с последовательным (а) и параллельным (б) питанием: X_n — реактивные сопротивления, u_n — напряжения каскадов ($n=1, 2, \dots, N$), U_n — напряжение на выходе генератора, $u_{\text{н}}$ — напряжение источника питания.

кадов с источником питания осуществляется через ёмкостные реактивные сопротивления или посредством взаимодвижущихся.

При последоват. питании (рис. 1, а) перем. ток от источника питания к последующим каскадам протекает через сопротивление связи X_i предыдущих каскадов. Для генераторов этого типа характерны нелинейный рост внутр. сопротивления при увеличении числа кас-

кадов N , а также зависимость распределения напряжений по каскадам от сопротивления нагрузки.

Наиболее известные ёмкостный КГ Кофрота — Уолтона (1932; рис. 2, а) и симметричный ёмкостный КГ Хейслера (1953; рис. 2, б), являющийся развитием схемы, предложенной Г. Грейнахером (H. Greinacher) в 1920. Для них падение напряжения под нагрузкой пропорционально N^3 .

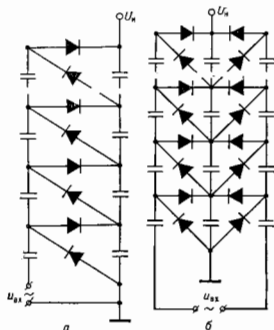


Рис. 2. Схема каскадного генератора Кофрота — Уолтона (а) и Хейслера (б).

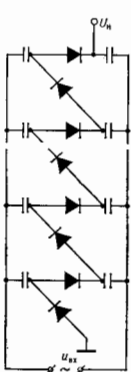


Рис. 3. Каскадный генератор по схеме Шенкеля.

У генераторов с параллельным питанием каскадов (рис. 1, б) падение напряжения пропорц. N , а распределение напряжений по каскадам не зависит от сопротивления нагрузки. Однако в этом случае сопротивление связи должны быть рассчитаны на полное напряжение КГ.

Схема КГ с ёмкостной связью и параллельным питанием (рис. 3) предложена М. Шенкелем (M. Schenkel) в 1919. Она используется в разработанных в 60-х гг. К. Моргенстерном (K. Morgenstern) и М. Клиландом (M. Cleland) генераторах, вошедших в назв. д и н а м и т р о п. В динамитропе энергии и каскады передаются через распределённые ёмкости между двумя возбуждающими электродами и т. н. градиентными полукольцами, установленными в каждом каскаде и образующими высоковольтную колонку КГ.

В 60—70-х гг. получили распространение КГ с индуктивной связью и параллельным питанием каскадов.

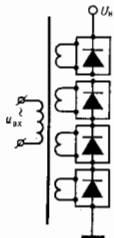


Рис. 4. Схема каскадного генератора с индуктивной связью каскадов и параллельным питанием.

Они представляют собой систему высоковольтных обмоток, индуктивно связанных с общей первичной обмоткой при помощи замкнутого, секционированного или разомкнутого магнитопровода. К обмоткам подключены схемы выпрямления, соединённые последовательно (рис. 4). Существуют однофазные и трёхфазные КГ с индуктивной связью; последние могут питаться непосредственно от нром. сети.

При заданной нагрузке напряжение $U_{вх}$ на выходе КГ изменяется пропорц. напряжению источника питания, $u_{вх}$, а при увеличении сопротивления нагрузки

R_n стремится к нек-рой пост. величине $U_{вхк}$ — напряжению холостого хода (рис. 5). Кад каскадных генераторов обычно составляет 70—80%, а у мощных генераторов с кремниевыми вентильными может превышать 90%. Макс. достигнутое напряжение ёмкостных КГ ко — 5 кВ при мощности 200 кВт, а КГ с индуктивной связью — 3 МВ при мощности 100 кВт.

Традиц. область применения КГ — электрофиз. аппаратура, и в первую очередь высоковольтные ускорители большой мощности. Они используются также в электротехнике, рентг. аппаратуре, электронной мик-

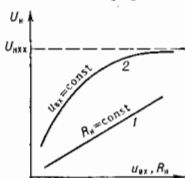


Рис. 5. Зависимость напряжения на выходе каскадного генератора от напряжения источника питания (1) и сопротивления нагрузки (2).

роскоши и др. устройствах, где требуются компактные источники высокого пост. напряжения с высокой стабильностью, большой мощностью и высоким КПД. Лит.: Уенортед, Сб. пер. с англ. и нем., М., 1962, с. 5—79; Комар Е. Г., Основы уснительной техники, М., 1975; Альбертинский Б. И., Свиныкин М. П., Каскадные генераторы, М., 1980. М. П. Свиныкин.

КАТАСТРОФ ТЕОРИИ — совокупность приложенной теории особенностей дифференцируемых (гладких) отображений Х. Уитни (H. Whitney) и теории *бифуркаций* А. Пуанкаре (H. Poincaré) и А. А. Андропова. Назв. введено Р. Томом (R. Thom) в 1972. К. т. применяется к геом. и физ. оптике, гидродинамике, устойчивости кораблей, а также к исследованию биений сердца, эмбриологии, социологии, лингвистике, эксперим. психологии, экономике, геологии, теории элементарных частиц и моделированию деятельности мозга и слухих. расстройств и т. н. Поскольку гладкие отображения встречаются повсеместно, неудивительно, что повсеместно встречаются и их особенности. Когда явление описывается гладким отображением и нет причин для нетипичности (напр., симметрии), применение теории особенностей оправдано и полезно (в оптике, теории упругости и др.), тогда как в нек-рых из описанных Томом и Э. К. Зимагом (E. Ch. Zeeman) приложений сомнительно уже существование изучаемого отображения (в биологии, лингвистике, социологии).

Теория особенностей обобщает исследование экстремумов ф-ций на случай нескольких ф-ций любого числа переменных. Критич. т о ч к и ф-ции y наз. точка, в к-рой все первые частные производные равны нулю, $\partial y_i / \partial x_j = 0$; критич. точка наз. невырожденной, если матрица $\partial^2 y_i / \partial x_j \partial x_k$ невырождена, т. е. её определитель отличен от нуля. У типичной ф-ции все критич. точки невырождены. Любая гладкая ф-ция в окрестности каждой невырожденной критич. точки приводится к одной из т. ч. н о р м а л ь н ы х форм Морса, $y = \pm x_1^2 \pm \dots \pm x_n^2 + C$, гладкой заменой независимых переменных. Эти невырожденные особенности устойчивы: напр., вдалека ф-ция, достаточно близкая к $y = x^2$ (с производными), имеет в подходящей точке вблизи нуля небольшую же особенность (невырожденную точку минимума). Все более сложные особенности неустойчивы. Напр., вырожденная критич. точка ф-ции $y = x^3$ в нуле распадается на две при возмущении, превращающем x^3 в $x^3 - \epsilon x$.

Типичные отображения поверхностей на плоскость ($R^2 \rightarrow R^2$) также имеют лишь устойчивые особенности, а именно, складку ($y_1 = x_1^2, y_2 = x_2$) либо сборку Уитни ($y_1 = x_1^2 + x_1 x_2, y_2 = x_2$). Сборка есть особенность проецирования поверхностей $y_1 = x_1^2 + x_1 x_2$ из пространства (x_1, x_2, y_1) на плоскость (y_1, x_2) (рис. 1). Списки типичных особенностей отображений $R^3 \rightarrow R^3$ и $R^3 \rightarrow R^2$

таковы: 1) $y_1 = x_1^2$, $y_i = x_i$ ($i > 1$); 2) $y_1 = x_1^3 + x_1 x_2$, $y_i = x_i$ ($i > 1$); 3) $y_1 = x_1^4 + x_1^2 x_2 + x_1 x_3$, $y_i = x_i$ ($i > 1$); 4) $y_1 = x_1^2 + x_2^2 + x_1 x_3 + x_2 x_4$, $y_2 = x_1 x_2$, $y_3 = x_3$, $y_4 = x_4$. Отображение $R^2 \rightarrow R^3$ обычно имеет особенностями лишь «эпители Уитни — Кэли» (рис. 2; $y_1 = x_1^2$, $y_2 = x_1 x_2$, $y_3 = x_2$). При переходе к высшим размерностям списки типичных особенностей растут и даже становятся континуальными (напр., не всякое отображение $R^n \rightarrow R^n$ при $n > 8$ аппроксимируется устойчивым). Число классов топологически различных особенностей остаётся конечным при любых размерностях.

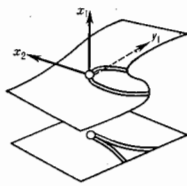


Рис. 1.

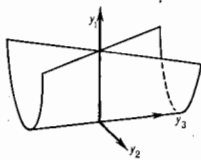


Рис. 2.

бифуркац. значений параметра μ , при к-рых возникает особенность отображения $(x, \mu) \rightarrow \mu$ гиперповерхности $F(x, \mu) = 0$ в пространстве μ , где F — типичное семейство гладких ф-ций вектора x и векторного параметра μ . Типичные особенности каустик (или градиентных отображений $x \rightarrow \partial S / \partial x$, или отображений Гаусса, сопоставляющих точке поверхности направление нормали) можно описать как множества бифуркац. значений

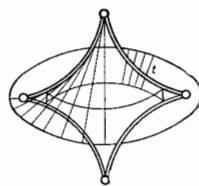


Рис. 3.

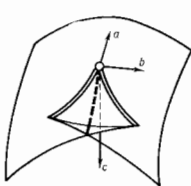


Рис. 4.

нуальными (напр., не всякое отображение $R^n \rightarrow R^n$ при $n > 8$ аппроксимируется устойчивым). Число классов топологически различных особенностей остаётся конечным при любых размерностях.

В теории бифуркаций рассматривается динамическая система, описываемая уравнением $\dot{x} = \theta(x, \epsilon)$, с заданным векторным полем θ в n -мерном фазовом пространстве $\{x\}$. Поле зависит от k -мерного параметра ϵ . Множество состояний равновесия определяется в $(n+k)$ -мерном пространстве $\{x, \epsilon\}$ k -мерную поверхность $\theta(x, \epsilon) = 0$. В типичном случае эта поверхность гладкая, но её проекция на пространство «управляющих параметров» $\{\epsilon\}$ может иметь особенности. Если рассматривать значения $\{\epsilon\}$ как ф-ции на поверхности состояний равновесия, то точки, в к-рых якобиан этих ф-ций равен 0, наз. бифуркационными, а значения ф-ций в этих точках — бифуркац. значениями параметров ϵ . При подходе управляющих параметров к бифуркац. значениям положение равновесия «бифуркирует» (рождаются или умирают). Знание геометрии типичных особенностей позволяет описывать происходящие при этом явления, напр. скачкообразный переход системы к далёкому состоянию равновесия при плавном изменении параметров. Такие скачки способны разрушить систему (механическую, уругую, электрическую, биологическую, химическую и т. п.), откуда и название К. т.

Наиб. успех достигнут в приложениях К. т. к оптике, где даже типичные особенности каустик и перестройки волновых фронтов в трёхмерном пространстве не были известны. Рассмотрим возмущение (свет, звук, ударную волну, эпидемию и др.), распространяющееся с единичной скоростью из области, ограниченной гладким фронтом. Чтобы построить фронт через время t , нужно отложить отрезок длины t на каждом луче нормали. Через нек-рое время на движущемся фронте появляются особенности в точках каустики (огibaющей семейства лучей) исходного фронта. Напр., при распространении возмущения внутрь эллипса на плоскости особенности фронта скользят по каустике, имеющей 4 точки возврата (рис. 3). Эти особенности устойчивы (не исчезают при малой деформации исходного фронта). Типичные особенности фронтов в трёхмерном пространстве — это самопересечения, ребра возврата (нормальная форма $x^2 = y^2$) и ласточкин хвосты [рис. 4; эта поверхность образована точками (a, b, c) , для к-рых многочлен $x^4 + ax^2 + bx + c$ имеет кратный корень]. Каустики в трёхмерном пространстве имеют особенности ещё двух видов (пирамида и кошелёк; рис. 5).

Почти все особенности волновых фронтов (или Лестандра преобразований) можно описать как множества

параметра μ , при к-рых ф-ция $F(x, \mu)$ нерасщепленной x имеет вырожденную критич. точку. Ласточкин хвост, пирамида и кошелёк получаются при

$$F = x^2 + \mu_1 x^2 + \mu_2 x^2 + \mu_3 x;$$

$$F = x_1^2 x_2 \pm x_2^2 + \mu_1 x_1^2 + \mu_2 x_2 + \mu_3 x_1.$$

Особенностям каустик и фронтов гоом. оптики соответствуют в волновой теории особенности асимптотик осциллирующих интегралов в методе стационарной фазы или многомерном перевала методе при слиянии неск. стационарных точек. По порядку величины интеграл при подходе к точке каустики возрастает в $\lambda^{-1/2}$ раз, где λ — длина волны, а показатель в равен $1/6$ для общей точки каустики (A_2 , особенность Эйри); $1/4$ для общей точки ребра возврата (A_3 , особенность Пирси); $2/10$ для ласточкина хвоста (особенность A_4); $1/3$ для кошелёка и пирамиды (особенности D_1). Эти особенности связаны с простыми группами Ли $A_k \sim SU(k+1)$, $D_k \sim O(2k)$, а также с правильными многогранниками [конечными подгруппами группы $SU(2)$]. Показатель ν определяет интенсивность света вблизи каустики и её

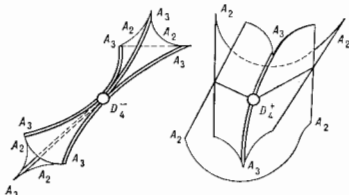


Рис. 5.

особенностей, разрушение среды интенсивной волной, скопление частиц при движении нисходящей среды с потенциалом скоростей (с иным значением ν) и т. п. Универсальность геометрии бифуркац. диаграмм позволяет использовать их для одновременного моделирования многих различных по своему физическому смыслу явлений.

Лит.: Постов Т., Стюарт И., Теория катастроф и её приложения, пер. с англ., М., 1980; Арнольд В. И., Теория катастроф, 2 изд., М., 1983; его же, Особенности, бифуркации и катастрофы, «УФН», 1983, т. 141, с. 369; Арнольд В. И., Варченко А. Н., Гусев Я. З., Зале С. М., Особенности дифференцируемых отображений, [т. 1—2], М., 1982—84; Гильмор Р., Прикладная теория катастроф, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1981. В. И. Арнольд.

КАТИОН (от греч. *katá* — вниз и *ión* — идущий) — положительно заряженный ион, движущийся в электрич. поле к катоду. К. содержится в растворах и расплавах большинства солей и оснований (см. *Электролиз*). К. наэ также положительно заряженные ионы в *ионных кристаллах*.

КАТОД (от греч. *káthodos* — ход вниз, возвращение) — 1) отрицат. полюс (или клемма) источника тока (аккумулятора, гальванич. элемента и др.). 2) Отрицат. электрод электровакуумного или газоразрядного прибора, служащий источником электронов, к-рые обеспечивают проводимость межэлектродного промежутка в вакууме или в газе. В электр. трубках и в электр. в электролите, около к-рого происходит восстановление ионов, входящих в состав электролита (см. *Электролиз*).

КАТОДНОЕ ПАДЕНИЕ — перепад потенциала в прикатодном слое пространственного заряда (ленгмювровской оболочке). Обычно объёмный заряд положительных и создаётся ионами, образовавшимися в прикатодной области плазмы. Величина К. н. существенно зависит от вида разряда и в самостоятельном разряде данного вида устанавливается такой, чтобы обеспечить уровни ионизации и эмиссии, необходимые для поддержания разряда. Напр., в *текущем разряде* величина К. н. составляет сотни вольт, в *дуговом разряде* — 40–20 В. Величина К. н. зависит также от рода газа, материала и формы катода и состояния его поверхности. К. н. не зависит от расстояния между электродами и от величины разрядного тока в широком интервале значений последнего. При большом токе электронной эмиссии распределение потенциала в прикатодном слое несомненное и характеризуется образованием минимума потенциала у электрода (см. *Виртуальный катод*).

Лит.: Грановский В. Л., *Электрический ток в газе*, М., 1971; Ю. В. *Гольубовский*, В. Г. *Курьев*.

КАТОДНОЕ ПЯТНО — небольшая, сильно разогревая и ярко светящаяся область на поверхности катода дугового разряда, через к-рую осуществляется перенос тока между катодом и межэлектродным пространством. К. п. присуще всем видам *дугового разряда*. Характерный размер К. п. $\sim 10^{-4}$ – 10^{-2} см. Возникновение К. п. в процессе формирования дугового разряда обусловлено необходимостью переноса больших (10 – 10^4 А) токов через поверхность холодного и практически неэмитирующего проводника. Перенос тока осуществляется как ионами прикатодной плазмы, так и электронами, к-рые эмитируются из К. п. за счёт высокой темп-ры поверхности К. п. (*термоэлектронная эмиссия*) и электрич. поля, создаваемого положительным пространственным зарядом (*автоэлектронная эмиссия*). Это обеспечивает высокую плотность эмиссионного тока. В дуге высокогаз. давления К. п. неподвижно, плотность тока $\approx 10^8$ – 10^6 А/см², в вакуумной дуге К. п. хаотически перемещается с высокой скоростью (до 10^4 см/с), плотность тока μ может достигать 10^8 А/см².

Лит.: Финкельбург В., Меккер Г., *Электрические дуги в термической плазме*, пер. с нем., М., 1961; Дюбино в Г. А., Раховский В. И., *Катодное пятно в вакуумной дуге*, «УФН», 1978, т. 125, с. 665.

В. А. Немчиновский, В. Г. Курьев.

КАТОДНОЕ ТЁМНОЕ ПРОСТРАНСТВО (крурсово тёмное пространство) — одна из прикатодных частей *текущего разряда*, расположенная между светящимся катодным слоем и отрицат. тлеющим свечением. Иногда К. т. п. наз. всю область от катода до тлеющего свечения. На область К. т. п. приходится осн. падение потенциала, т. е. здесь формируются ищук электронов высокой энергии (сотни вольт). При таких энергиях процессы ионизации развиты более сильно, чем возбуждение атомов (сопровождающееся свечением), поэтому К. т. п. визуально воспринимается как тёмная область. В К. т. п. и частично в области тлеющего све-

чения образуются ноложит. ионы, к-рые бомбардируют катод и вызывают *вторичную электронную эмиссию*, дающую основной вклад в ток разряда. Такой самосогласованный механизм образования носителей тока обеспечивает самостоятельное поддержание тлеющего разряда.

Лит.: Лаб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950; Пегини Р. Ф., *Электрические разряды в газах*, пер. с англ., М., 1960; Грановский В. Л., *Электрический ток в газе*, М., 1971; Ю. В. *Гольубовский*, В. Г. *Курьев*.

КАТОДОЛУМИНЕСЦЕНЦИЯ — *люминесценция*, возникающая при возбуждении вещества потоками электронов, ускоренных во внеш. электрич. поле. К. обнаружена в сер. 19 в. до открытия электрона; ищук электронов, вызывающий свечение стеклянных стенок вакуумированных трубок, называли катодными лучами, и поэтому само свечение было назв. К. Как физ. явление К. впервые начал изучать У. Крукс (W. Crookes) в 70-х гг. 19 в.

К., как и др. виды люминесценции, обладает иерцидностью послесвечения, температурным и др. видами тушения, характерным для данного вещества спектром свечения и т. д. Вместе с тем она обладает специфич. свойствами, связанными с особенностями преобразования кинетич. энергии заряд. частицы в кванты излучения значительно меньшей энергии: многоступенчатый процесс преобразования, наличие доминирующих каналов потерь энергии, часто наблюдающаяся нелинейная зависимость яркости свечения от напряжения и плотности тока, трекровый характер возбуждения и т. д.

Способностью к К. в видимой, ИК- или УФ-областях спектра в той или иной степени обладают мн. природные или специально синтезированные вещества — чистые и легированные разл. примесами полупроводники и диэлектрики, стёкла, молекулярные кристаллы, растворы и даже инертные газы в твёрдом состоянии. Наиб. эффективность преобразования энергии, достигающую 20–25%, имеют некр-ые поликристаллич. кристаллообразователи с рекомбинат. механизмом свечения (катодолюминофоры).

При К. преобразование энергии электронов происходит неск. последовательных стадий. Возбуждающий электрон за время $\sim 10^{-14}$ с производит первичную ионизацию атомов (или ионов) осн. вещества, дающую начало каскадной ионизации вторичными и т. д. электронами вещества с достаточно высокой кинетич. энергией. Процесс размножения элементарных возбуждений заканчивается за время $\sim 10^{-12}$ с, когда кинетич. энергия электронов (в зоне ирводимости) и дырок (в валентной зоне) становится меньше пороговой энергии (обычно превышающей ширину запрещённой зоны $\sim 1,5$ раза), необходимой для создания ещё одной электронно-дырочной пары. Ионизация центров свечения и последующая излучат. рекомбинация носителей заряда на этих центрах происходит уже после термализации таких носителей ($\sim 10^{-11}$ – 10^{-10} с), т. е. когда их кинетич. энергия уменьшается до энергии тепловых колебаний рёшетки. Вследствие тепловых потерь эффективность К. не может превышать 30–40%.

Дополнит. потери энергии возникают из-за отражения нерыичных электронов поверхностью вещества, приобретения ею отрицат. заряда, а также безызлучат. рекомбинации на разл. дефектах рёшетки, концентрации к-рых особенно велика в поверхностном, т. н. мёртвом, слое кристалла толщиной $\sim 0,1$ мкм. Заряд отводится в основном путём вторичной электронной эмиссии; с той же целью (а также для концентрации свечения на одну сторону от экрана) поверхность экрана покрывают тонкой плёнкой металла, например алюминия.

Обычно для К. используют ускоряющие напряжения $U \sim 10$ –50 кВ, при к-рых глубина проникновения электронов составляет неск. единиц или десятков мкм. При $U > 50$ кВ сильно возрастает интенсивность рентг.

излучения и ускоряется образование радиан, дефектов в поверхностном слое кристаллов. Интенсивность К. пропорц. V^α , где $1 < \alpha < 2$, и при $V < 1$ кВ свечение практически полностью отсутствует. Однако с помощью обработки поверхности кристаллов, повышения их электроннопроводности и удаления вакуума удаётся получить нпзловую К. уже при $V \approx 10$ аВ, эффективность к-рой $\sim 0,1\%$; она используется в буквенно-цифровых индикаторах.

При увеличении плотности тока, необходимого для повышения яркости свечения, обычно наблюдается насыщение К., т. е. уменьшение эффективности свечения, к-рое обусловлено рядом причин: зарядка и паров образца, ионизация значит. доли центров свечения, высвечивание локализованных носителей и их тройная безмалучат. рекомбинация. Вместе с тем при импульсном возбуждении нек-рых особо чистых кристаллов и субдиффузионных плёнок яркость узких полос искусственн. расположенных вблизи края фундам. поглощения, возрастает быстрее плотности тока. При превышении пороговых плотностей тока (до значений ≥ 10 А/см²) на соответствующих (обычно экзотичных) переходах может наблюдаться и лазерное излучение, к-рое, однако, уже не является К.

Катодомнофору обычно исследуют и используют в виде катодоминесцентных экранов, т. е. тонких слоёв ($\sim 5-20$ мкм), осаждённых на металлич. или стеклянные подложки. Катодоминесцентные экраны широко применяют для визуализации потоков электронов и создаваемых ими изображений во мн. совр. электронно-лучевых приборах разл. назначения. Для этих целей промышленность выпускает катодомнофору с разл. цветом и инерционностью свечения. Так, в качестве компонентов экранов чёрно-белого и цветного телевидения обычно используют цинк-кадмийсульфидные кристаллофосфоры, активированные ионами серебра и меди. Изменяя состав основания кристаллофосфоров и условия их синтеза, можно перекрыть весь видимый диапазон спектра с длительностью последействия (зависящей от влажности возбуждения) $\sim 10^{-2}-10^{-3}$ с, т. е. короче инерционности зрительного восприятия. Для тех же целей начинают применять др. основы (например, оксисульфиды), активированные редкоземельными ионами, к-рые уступают по эффективности, но, обладая более широкими полосами свечения, обеспечивают лучшую цветопередачу. Разработаны и катодомнофору с весьма длит. (секунды) и даже минутами) и, наоборот, предельно коротким (до $10^{-7}-10^{-8}$ с) последействием.

Лит.: Маскин А. В., Катодоминесценция, ч. 1, М.—Л., 1948; Марковский Л. Я., Пекерман Ф. М., Петюшан Л. Н., Люминофоры, М.—Л., 1960; Богданевич О. В., Даранен С. А., Елизаров П. Г., Полупроводниковые лазеры, М., 1974.

КАУЛИНГА ЧИСЛО — безразмерная величина Co , характеризующая течение в магнитной гидродинамике. Названо в честь Т. Каулинга (Т. Cowling). К. ч. равно отношению магн. силы $F_m \sim \sigma H^2 v^2$ к инерционной $F_m \sim \rho v^2 d^{-1}$ (H — напряжённость магн. поля, σ — электроннопроводность, v — скорость течения жидкости, ρ — плотность, d — характерный размер):

$$Co = F_m / F_i = \sigma H^2 d / \rho v^2.$$

К. ч. можно выразить через Гартмана число Ha и Рейнольдса число Re : $Co = Ha^2 / Re$.

Иногда вводит второе К. ч. Co_2 , равное Альвена числу A . Встречается также число Альвена $Al = A^{-1/2}$.

КАУСТИКА (каустическая поверхность) (от греч. *kaustikos* — жгущий, палиции) — огбающая семейства лучей, т. е. геом. место точек пересечения бесконечно близких лучей семейства. На рис. 1 представлен пример т. в. яростной К. Ур-ние К. определяется ур-нием семейства лучей $r = r(\xi, \eta, \tau)$ с дополнительным условием $D(\tau) = \partial(x, y, z) / \partial(\xi, \eta, \tau) = 0$, где $D(\tau)$ — якобиан перехода от лучевых координат к де-

картовым (см. *Геометрической оптики метод*). Образование К. чаще всего обусловлено кривизной водного фронта (напр., фронта отражённой или преломлённой волн), рефракцией лучей в неоднородных средах, анизотропией среды и т. п. К. встречаются не только в оптике, но и в задачах радиофизики, акустики, сейсмологии, квантовой механики, теории относительности. Кроме пространственных существуют также пространственно-временные К., т. е. К. нестационарных волновых полей в диспергирующих средах.



Рис. 1.

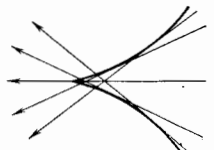


Рис. 2.

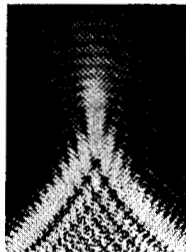


Рис. 3.

На К. происходит фокусировка волнового поля (отсюда и название). Для определения поля вблизи К. используются методы физ. оптики и равнообразные обобщения метода геом. оптики. Важная роль К. в волновых задачах определяется ещё и тем, что они характеризуют семейство лучей в целом и позволяют составить глобальную качественную картину волнового поля.

Согласно современной точке зрения К. следует рассматривать как особенности отображения (катастрофы), осуществляемого семейством лучей, поэтому последовательная классификация К. производится на основе *катастроф теории*. На рис. 2 представлена К., к-рая в теории катастроф носит назв. сборки, а на рис. 3 — соответствующее распределение интенсивности поля вблизи такой К.

Лит.: Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И., Геометрическая оптика неоднородных сред, М., 1980; Арнольд В. И., Варенко А. Н., Гуссман З. де С. М., Особенности дифференцируемых отображений, [т. 1—2], М., 1982—84; Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И., Катастрофы, катастрофы и волновые поля, УФН, 1983, т. 141, с. 391.

КАЧЕСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ — регламентируемая величина, установленная на основе данных об относительной биологической эффективности ионизирующих излучений разл. видах. К. и. в. переводит значение погонной дозы излучения в значение эквивалентной дозы. В табл. представлены значения К. и. в. к., установленные нормами радиац. безопасности для случая хронич. облучения в малых дозах.

Коэф. качества различных ионизирующих излучений

Рентгеновское и γ -излучение	1
Электроны и позитроны	1
Протоны с энергией < 10 МэВ	10
Нейтроны с энергией < 20 кэВ	3
Нейтроны с энергией $0,1-10$ МэВ	10
α -частицы с энергией < 10 МэВ	20
Тяжёлые ядра отдачи	20

Лит. см. при стр. Доза.

В. И. Иванов.

КВАДРАТИЧНОЕ ОТКЛОНЕНИЕ (стандартное отклонение) величин x_1, x_2, \dots, x_n от значения a — квадратный корень из выражения $n^{-1} \sum_{i=1}^n (x_i - a)^2$. Наим. зна-

чение K . о. принимает при $a = \bar{x}$, где $\bar{x} = n^{-1} \sum_{i=1}^n x_i$ — ср. арифметическое величин x_i . В *вероятностей теории* K . о. $\sigma(x)$ случайной величины x от её матем. ожидания \bar{x} . квадратный корень из дисперсии, $\sigma(x) = [D(x)]^{1/2}$. См. также *Анализ данных, Наименьших квадратов метод.*

КВАДРУПОЛЬ. В электростатике — ограниченная система зарядов с нулевым суммарным зарядом q и дипольным электрич. моментом p^0 , но отличным от нуля тензором *квадруполярного момента* $Q_{ik}^e(t, k=1, 2, 3)$. Последний паряду со среднеквадратичным радиусом D распределения плотности зарядов $\rho(r)$ ($D = \int r^2 \rho(r) dV$) определяет электрич. свойства K .: поле на больших расстояниях, взаимодействие с внеш. полями и т. п. Так, энергия взаимодействия между K . с центром в точке $r=0$ и системой внеш. зарядов, создающих плавное неоднородное (в области, занятой K .) поле $E_0 = -\nabla\phi_0(r)$, равна $U = Q_{ik}^e \nabla_i \nabla_k \phi_0 + D \Delta\phi_0/6 + \dots$ (высшие мультипольные моменты опущены, величины $\nabla_i \phi_0$ и $\Delta\phi_0$ берутся в точке $r=0$).

В своём идеальном воплощении K . состоит из четырёх точечных зарядов q_n , распределённых с плотностью $\rho(r) = \sum_{n=1}^4 q_n \delta(r-r_n)$ и удовлетворяющих условиям $\sum_{n=1}^4 q_n = 0$, $\sum_{n=1}^4 q_n r_n = 0$ ($\delta(r)$ — дельта-функция Дирака). Различают аксиальные K ., в к-рых все заряды выстроены вдоль оси, плоские K ., в к-рых заряды лежат в одной плоскости, и др. Точечный K . характеризуется распределением $\rho(r) = Q_{ik}^e \nabla_i \nabla_k \delta(r) + (D/6) \Delta\delta(r)$, для к-рого поле на любом удалении совпадает с полем «истого» K .

Иногда вводит понятие внутр. K ., «конструктивно» отличающегося от обычного внешнего, но с использованием поля во внутр., свободной от зарядов области. В двумерном симметричном случае потенциал внутр. K . вблизи центра $r^2 = x^2 + y^2 = 0$ имеет вид $\phi = \text{const} \cdot (x^2 - y^2)$, в трёхмерном аксиально симметричном варианте $\phi = \text{const} \cdot (x^2 + y^2 - 2z^2)$ и т. п. Такие поля создаются, в частности, внутри *квадруполярных конденсаторов*, состоящих, напр., в двумерном случае из четырёх металлич. стержней с чередующимися по периметру попарно разноимёнными, но равными по величине зарядами. Квадруполярные конденсаторы применяются в ускорителях заряж. частиц при жёсткой фокусировке пучка, в маэрах с молекулярными пучками и др. устройствах, предназначенных для сортировки частиц по их дипольным или мультипольным моментам.

В магнитостатике магн. K . аналогично электрическому K . определяется как ограниченная система замкнутых токов с нулевым магн. дипольным моментом p^0 , но отличным от нуля псевдотензором магн. квадруполярного момента Q_{ik}^m . В идеальном варианте аксиально-симметричный магн. K . представляется совокупностью двух зеркально-симметричных рамок с токами, равными по величине и противоположными по знаку. Изменяющиеся во времени электрич. и магн. K . являются источниками *квадруполярного излучения* эл.-магн. волн.

В акустике также используется понятие K ., чаще всего при описании совокупности дипольных излучателей с нулевым суммарным дипольным моментом.

Лит.: Сидучен Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 2, М., 1976; Кавчицис Я. И. М., Теория линейных резонансных ускорит.: сб. М., 1982; см. также лит. при ст. *Квадруполярный момент.*

КВАДРУПОЛЯРНАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ФОКУСИРОВКА — фокусировка частиц в линейном ускорителе квадруполярными поперечными составляющими уско-

ряющего электр. ВЧ-поля, возникающим при асимметричной структуре (отсутствии осевой симметрии) ускоряющего проежекта. Чередуение вдоль траектории частиц фокусирующих и дефокусирующих (в данной плоскости) проежектов обеспечивает знакопеременно фокусировку в обеих плоскостях. См. *Фокусировка частиц в ускорителе.* Э. Л. Бурштейн.

КВАДРУПОЛЯРНАЯ ФОКУСИРОВКА — знакопеременная фокусировка пучков заряж. частиц в ускорителях и каналах транспортировки с помощью квадруполярных линз (электрич. или магнитных). В таких линзах сила, действующая на частицу, пропорциональна пространств. частоте осн. линзы, причём в одной плоскости сила фокусирующая, а в перпендикулярной ей — дефокусирующая. Суммарный фокусирующий эффект в обеих плоскостях достигается либо чередованием в пространстве квадруполярных линз, фокусирующих во взаимно перпендикулярных плоскостях (магн. фокусировка или квадруполярная высокочастотная фокусировка электрич. полем), либо изменением во времени знака поля (*пространственно-одномерная квадруполярная фокусировка* электрич. ВЧ-полем).

КВАДРУПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие системы с внеш. полем (или создающими его источниками), обусловленное наличием у системы *квадруполярного момента*. K . в. вызывается неоднородностью внеш. поля, к-рая обычно предполагается малой на размере системы l (т. е. поле мало изменяется в пределах системы). Так, энергия системы электрич. зарядов, напр. молекул или атомного ядра, в электрич. поле $E(r) = -\nabla\phi_0(r)$, описываемом плавной гармонич. ϕ -линей $\phi_0(r)$ ($\Delta\phi_0 = 0$) равна

$$U_0 = [q\phi_0 + p^e \nabla\phi_0 + Q_{ik}^e \nabla_i \nabla_k \phi_0 + \dots]_{r=0} \quad (1)$$

(здесь i и далее по повторяющимся индексам i и k производится суммирование).

В (1) учтены только первые три электрич. мультипольных момента — полный заряд q , дипольный момент p^e и квадруполярный момент Q_{ik}^e ($i, k=1, 2, 3$), вычисленные относительно к.-л. внутр. точки системы $r=0$. K . в. отвечает последнее слагаемое в ф-ле (1). Оно описывает изменение энергии системы под действием неоднородности поля $E(r)$, к-рую т. о. плавно характеризует. Это обстоятельство используется, в частности, в спектроскопии ядерного квадруполярного резонанса, позволяющей получать информацию об электронной структуре молекулы путём измерения квадруполярного расщепления энергетич. уровней её резонансных ядер в неоднородном поле окружающих электронов.

Если внеш. поле создано нек-рой удалённой системой зарядов, расположенной в области с размером l_0 в окрестности точки $B(R \gg l_0, l_0)$ и обладающей, в свою очередь, мультипольными моментами $q_0, p_0^e, Q_{ijm}^e, \dots$, то его потенциал (в Гаусса системе единиц) равен

$$\phi_0(r) = \frac{q_0}{|r-R|} + \frac{p_0^e(r-R)}{|r-R|^2} + \frac{3Q_{ijm}^e(r-R)_j(r-R)_m}{|r-R|^3} + \dots \quad (2)$$

Подстановка (2) в (1) приводит к след. асимптотич. разложению энергии K . в. $U_Q = -Q_{ik}^e \nabla_i \nabla_k \phi_0$ одной системы зарядов в эл.-статич. поле другой:

$$U_Q = -3q_0 n_i n_k Q_{ik}^e / R^3 + (15 p_0^e n_j n_l n_k - 6 p_0^e n_k) Q_{ik}^e / R^4 - \\ - 15 \left(7 Q_{ijm}^e n_j n_l n_k - 4 Q_{0ij}^e n_k n_j + \frac{2}{5} Q_{0ik}^e \right) \times \\ \times Q_{ik}^e / R^5 + \dots, \quad (3)$$

где $n = R/R$. Здесь первый член описывает энергию взаимодействия квадруполя с зарядом q_0 , второй — с диполем p_0^e , третий — с квадруполем Q_{ijm}^e . K . в. с заря-

дом реализуется, напр., при кулоновском возбуждении ионсферич. ядер на вращат. уровень энергии в процессе рассеяния заряд. частиц ядрами.

Собственно квадрупольное квадрупольное взаимодействие с энергией $U_{QQ} \sim \text{const} R^3$ наиб. важно для незаряд. систем с нулевыми дипольными моментами. Такая ситуация имеет место, в частности, при взаимодействии между состояниями из одинаковых атомов двухатомными молекулами в основном состоянии или между атомами с ненулевыми орбитальными ($L \neq 0$) и спиновыми ($S \neq 0, \frac{1}{2}$) ядр. моментами. Однако при усреднении по всевозможным ориентациям моментов молекул или атомов, напр. в газе, соответствующая сила притяжения (длбо отталкивания) $\langle -\partial U_{QQ} / \partial R \rangle$ обращается в нуль. Последнее справедливо также по отношению к любым силам, обусловленным собственными дипольными или высшими мультипольными моментами частиц. Поэтому, согласно квантовохимич. расчётам, усреднённые силы между молекулами (или атомами) в газе на больших расстояниях обычно определяются не эл.-статич., а высокочастотной эл.-магн. энергией введённого диполь-дипольного взаимодействия $U \sim -1/R^6$, возникающего вследствие деформации одной молекулы эл. электронного облака другой (см. *Межмолекулярное взаимодействие*).

Лит.: Гречишкин В. С., Ядерные квадрупольные взаимодействия в твёрдых телах, М., 1973; Бор О., Мотт и Сели Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Грофот К. Р. де, Саттори Л. Р., Электродинамика, пер. с англ., М., 1982; Каллан И. Г., Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий, М., 1982.

В. В. Новиковский, В. В. Кочаровский.

КВАДРУПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение, обусловленное изменением во времени *квадрупольного момента* (электрич., магн., акустич., гравитационного) системы. Для эл.-магн. излучения различают электрич. и магн. К. и. в зависимости от того, вызывается ли оно наименьшим компонентом тензора электрического Q_{ik} или магнитного Q_{ik}^m квадрупольных моментов (ср. в ст. *Дипольное излучение*). Выделение К. и. наиб. важно для источников, занимающих область малого размера l по сравнению с излучаемыми длинами волн λ : $l \ll \lambda$. Это условие ограничивает скорости и движения зарядов в источнике К. и. нерелятивистскими значениями: $u \ll c/l$, характерная частота К. и. $\omega \ll u/l$.

Согласно классич. электродинамике, интенсивность $I(t)$ излучения системы зарядов в вакууме в единицу времени с точностью до членов $\sim (l/\lambda)^6$ равна:

$$I(t) = \frac{2}{3c^3} (\ddot{p}^e)^2 - \frac{4}{3c^3} \ddot{p}^e \ddot{T} + \frac{2}{3c^3} (\ddot{p}^m)^2 + \frac{1}{15c^3} (\ddot{Q}_{ik}^e)^2,$$

где p^e , p^m и T — электрич., магн. и торoidalные дипольные моменты соответственно. Вклад электрич. К. и. определяется последним слагаемым ($i, k=1, 2, 3$), интенсивность электрич. К. и. имеет тот же порядок $(l/\lambda)^6$, что и магн. дипольное излучение [магн. К. и. и торoidalное дипольное излучение появляются только в след. порядке $(l/\lambda)^8$].

К. и. особенно важно для источников, не обладающих дипольными моментами ($p^e = 0, p^m = 0$), напр. для замкнутых систем, состоящих из частиц, у к-рых отношение зарядов к массе одинаково. Электрич. и магн. поле К. и. убывает при удалении от источника обратно пропорционально расстоянию, как и поле дипольного излучения.

При гармонич. законе изменения квадрупольного момента, $Q_{ik}^e = Q_{ik}^e \cos \omega t$, с частотой ω средняя по времени интенсивность излучения равна

$$I_Q = \frac{\omega^6}{15c^3} (Q_{0ik}^e)^2.$$

Её угл. распределение (диаграмма направленности) в случае источника с осью симметрии z ($i=3$) выше вто-

рого порядка, когда отличны от нуля только диагональные составляющие $Q_{33}^e = -2Q_{22}^e = -2Q_{11}^e$, имеет вид

$$I_\theta = \frac{15}{8\pi} I_Q \sin^2 \theta \cos^2 \theta.$$

Здесь I_θ — интенсивность, отнесённая к единице телесного угла в направлении наблюдения n , θ — полярный угол между n и осью z . В отсутствие указанной симметрии источника интенсивность К. и. I_θ имеет более сложную диаграмму направленности, зависящую также от азимутального угла φ (как квадрат нек-рой линейной функции $f(\varphi)$ — $\cos \varphi, \sin \varphi, \cos 2\varphi$ и $\sin 2\varphi$), а само К. и. связано с потерей момента импульса излучающей системой зарядов.

При квантовом описании К. и. последнее обстоятельство приводит к ограничениям (*отбора правилам*) на те энергетич. состояния излучающей системы, между к-рыми возможны квадрупольные квантовые переходы. Электрич. К. и. и квадрупольное рассеяние γ -лучей, света и микроволн малыми частицами (атомами ядрами, молекулами, пылинками) применяется при спектральном исследовании внутр. структуры и динамики свойств этих частиц. К. и., наряду с магн. дипольным, определяет время жизни и вероятность перехода из *метастабильных состояний*, используемых в нек-рых оптич. квантовых генераторах и усилителях.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Блатт Дж., Вайсманф В., Теоретическая ядерная физика, пер. с англ., М., 1954; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Берестеткин И. В., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я., Два подхода и учёт пространственной дисперсии в молекулярном рассеянии света, *СФЖ*, 1978, т. 127, с. 421; Дубовик В. М., Тосунян Л. А., Торoidalные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий, *СФЖАН*, 1983, т. 14, с. 1183; Берч Д. Ж. Ф., Коллебаия атомных ядер, пер. с англ., «В мире науки», 1983, т. 12, с. 12.

В. В. Новиковский, В. В. Кочаровский.

КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЛИНЗЫ — см. в ст. *Электронные линзы*.

КВАДРУПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ — мультипольный момент 2-го порядка (ранга), характеризующий источник к-л. поля. Напр., К. м. системы электрич. зарядов, распределённых в объёме V с плотностью $\rho(r)$, наз. симметричный тензор $Q_{ik}^e = (1/2) \int_V (x_i x_k - r^2 \delta_{ik}) \rho dV$,

где x_i, x_k — компоненты вектора r , δ_{ik} — символ Кронекера. (Используются и др. нормировки К. м., отличающиеся от приведённой коэф. 3 или 6.) Поскольку

след $\sum_{i=1}^3 Q_{ii}^e = 0$, то в общем случае имеется всего 5 незави-

димых составляющих электрич. К. м.; из них собственно К. м. иногда наз. только диагональную составляющую Q_{33}^e . Если электрич. дипольный момент p^e и суммарный заряд q системы равны нулю, то тензор электрич. К. м. не зависит от выбора начала отсчёта (точки $r=0$). Потенциал эл.-статич. поля стационарной системы зарядов на расстояниях R , больших по сравнению с её размерами $l, R \gg l$, с учётом первых трёх мультипольных имеет вид $\varphi = q/R + p^e n/R^2 + 3Q_{ik}^e n_i n_k / R^3$ (здесь и далее по повторяющимся индексам i и k производится суммирование). В этой ф-ле использована *Гаусса система единиц*, вектор $n = R/R$ задаёт направление от системы ($r=0$) в точку наблюдения R . Квадрупольную составляющую потенциала можно представить как поле сосредоточенного (точечного, $l \rightarrow 0$) электрического К. м., отвечающего распределению зарядов $\rho = Q_{ik}^e \nabla_i \nabla_k \delta(r) + (D/\delta) \Delta \delta(r)$, где $D = \int_V r^2 \rho(r) dV$ —

среднеквадратичный радиус исходного распределения плотности заряда $\rho(r)$, $\delta(r)$ — дельта-функция Дирака.

Аналогично для описания магнитоэлектрич. поля стационарной системы электрич. токов с плотностью $j(r)$ вводится симметричный псевдотензор магн. К. м.:

$$Q_{ik}^m = \frac{1}{6c} \int_V [(r \times j)_i x_k + (r \times j)_k x_i] dV.$$

В случае изменяющихся во времени систем электрич. зарядов и токов выражения для электрич. Q_{ik}^e и магн. Q_{ik}^m К. м. характеризуют полное электромагнитное поле, создаваемое этими системами (см. *Квадрупольное излучение*).

Лит.: Данджу Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Дженсон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я., Два подхода к учету пространственной дисперсии в молекулярном рассеянии света, «УФН», 1979, т. 127, с. 523; Дубовик В. М., Тосунян Л. А., Торондные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, с. 1193.

В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский.

КВАДРУПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ ЯДРА — величина, характеризующая отклонение распределения электрич. заряда в атомном ядре от сферически симметричного. Определяется произведением eQ , где e — элементарный электрич. заряд, Q — коэф., имеющий размерность площади (обычно выражается в см²) и равный среднему значению $(r^2 (3 \cos^2 \theta - 1))$, где r — расстояние элемента ядра от начала координат, θ — полярный угол радиуса-вектора, при условии, что полярная ось направлена по силе ядра. Для сферически симметричного ядра $Q=0$. Если ядро вытянуто вдоль оси симметрии, то $\theta > 0$, если сплюснуто, то $Q < 0$. К. м. я. изменяется в широких пределах, напр. для ядра ¹²O $Q = -0,027 \cdot 10^{-24}$ см², для ядра ²⁴Am $Q = 4,9 \cdot 10^{-24}$ см². Как правило, большие К. м. я. положительные. Это означает, что при значит. отклонении от сферич. симметрии, заряд ядра имеет форму вытянутого эллипсоида вращения. См. *Деформированные ядра*.

В. П. Парфенова.

КВАЗАРЫ (quasars) — внегалактич. объекты малого угл. размера, характеризующиеся значит. красным смещением z спектральных линий ($z \geq 0,1$). Название объектов — сокр. от англ. слов quasi-stellar radio sources (квазизвездные источники радиозлучения).

К. были открыты в процессе отождествления источников космич. радиозлучения с оптич. объектами. Нек-рые из отождествленных объектов имели компактный вид. Накаслое, были найдены нервные радиозвезды.

Рис. 1. Галактика NGC 5296, NGC 5297 и квазар (указан стрелой). Фотография получена Х. Арном (Н. Арг., 1976).



Однако обнаружение в спектре объекта SC 273 эмиссионных линий балмеровской серии водорода, смещённых на 15,8% в красную область ($z=0,158$), показало, что открыт новый класс внегалактич. объектов [М. Шмидт (M. Schmidt), 1963]. В 1965 А. Сандидж (A. Sandage) установил, что существует более многочисл. популяция сходных квазизвездных объектов, не обладающих заметным радиозвучением. Тем не менее навч. «К.» сохранилось за всеми звездобразными объектами с большим красным смещением эмиссионных линий в спектре вне зависимости от величины потока излучения в радиодиапазоне. К 1988 было открыто ок. 4000 К., макс. значение $z=4,43$ принадлежит объекту

Q 0051—279. Данные наблюдений К. во всём диапазоне частот ал.-магн. излучения интерпретируются след. образом. К. представляют собой ядра галактик, в к-рых происходит мощное выделение энергии из области с характерными размерами менее 10¹⁶ см. Интегральная светимость К. составляет 10⁴⁵—10⁴⁸ эрг/с, т. е. на неск. порядков превосходит оптич. светимость звездной составляющей наиб. ярких галактик. Поскольку лишь у малого кол-ва галактик ядра находятся

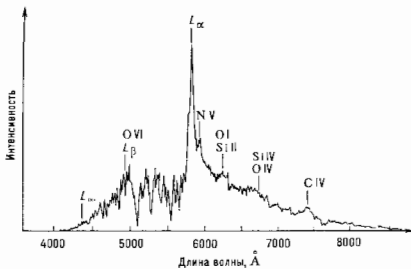


Рис. 2. Оптический спектр квазара PKS 2000—330 с красным смещением $z=3,78$.

в столь активном состоянии, ср. пространств. концентрация К. невелика: при малых z она равна $\approx 10^{-8}$ Мпк⁻³ (1 Мпк = 3,086 · 10²⁴ см) для объектов с оптич. светимостью $L > 10^{45}$ эрг/с. В соответствии с этим значением концентрации ср. расстояние до ближайших К. составляет сотни Мпк, и потому первые наблюдения не выявили оптич. структуры К., в частности наличия у них звездной составляющей (это было сделано при дальнейших спец. исследованиях).

Накапливающиеся данные убедительно свидетельствуют, что красные смещения К. имеют космологич. природу — они обусловлены общим расширением Вселенной. Альтернативные объяснения больших значений z в спектрах К., связывающие их с гравитац. красным смещением спектральных линий либо с выбрасыванием К. из ядер близких галактик, существенных подтверждений не нашли.

Активные процессы в ядрах галактик меньшего, чем в К., масштаба были известны и раньше. В 1943 К. Сейферт (C. K. Seyfert) выделил класс галактик, обладающих яркими ядрами с оптич. светимостью порядка неск. десятых долей светимости звездной составляющей, в спектре к-рых наблюдаются эмиссионные линии с доплеровской шириной ~ 1000 км/с (см. *Доплера эффект*). Галактики Сейферта достаточно многочисленны (составляют ок. 1/100 числа всех ярких галактик), и потому они известны даже среди близких звездных систем. Обзорные наблюдения двух последних десятилетий, выявившие большое число сейфертовских галактик, позволили фактически заполнить промежуток между близкими активными галактиками и К. как в отношении мощности энерговыделения, так и в отношении др. физ. характеристик.

Квазизвездные радиосточники весьма сходны с радиогалактиками. Оба эти класса космич. объектов, по-видимому, ассоциируются преим. с гигантскими эллиптич. галактиками, в то время как радиосточковые квазизвездные объекты (т. н. квазаги) и сейфертовские галактики — со спиральными галактиками.

Известны К., входящие в состав группы и скопления галактик. Наиб. далёкое из таких скоплений, содержащих К., имеет $z=3,218$.

В оптич. спектре К. зависимость плотности потока f от частоты ν хорошо аппроксимируется степенным законом $f(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$ с показателем $\alpha \approx 0,2-1,5$. Значи-

тепловая, а нередко и осн. часть энергии излучается в рентг. и ультрафиолетовом спектрах, где типичное значение $\alpha \approx 0,7$. К. вносят существенный вклад в рентг. фоновое свечение неба, обнаруженное группой Р. Джакони (R. Giacconi) в 1962. В эмиссионном линейчатом спектре представлено линии элементов в широком диапазоне степеней ионизации: наиб. яркие линии — балмеровские и лаймановские линии H_I, линии с длиной волны 4959 и 5007 Å нова OIII, линии 2798 и 2804 Å

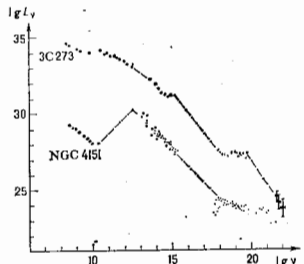


Рис. 3. Распределение энергии в непрерывном спектре квазарного радиосточника 3С 273 ($z=0,158$) и сейфертовой галактики NGC 4151 ($z=0,0033$). По осм координат отложены логарифмы частоты ν (в — в Гц) и логарифмы светимости L_v — в эрг/(с·Гц).

MgII; линии 1909 Å CIV, 1549 Å CIV, 1240 Å NV. Интенсивности линий согласуются с расчётами, предполагающими ионизацию газа в ядре галактики излучением центр. источника, плотность энергии излучения к-рого изменяется по закону $\sim v^{-\alpha}$, включая рентг. область. Светящийся газ имеет темп-ру $T \sim 10^8$ К и сосредоточен в отд. облаках с концентрацией частиц $\sim 10^{10} - 10^{10}$ см⁻³. Спектры К. нередко содержат множество абсорбц. линий (с разными значениями z), возникающие преим. при прохождении излучения К. через газовые короны галактик и межгалактич. газовые облака (расположенные между К. и земными наблюдателями).

Потоки излучения К. в разл. областях спектра изменяются со временем, причём имеется тенденция к уменьшению характерного времени переменности с уменьшением длины волны: от неск. лет в радиодиапазоне до часов — в рентгеновском, что указывает на чрезвычайную компактность излучающей в рентг. диапазоне области.

Туманные оболочки, наблюдаемые вокруг сравнительно близких К., не отличаются от гигантских галактик по интегральной светимости и средней поверхности яркости. В спектрах нек-рых оболочек зарегистрированы обычные линии поглощения звёздного происхождения, в др. оболочках до больших расстояний прослеживаются следы горячего газа. Характерными образованиями в К., отражающими, вероятно, осн. свойства процесса выделения энергии, являются остро направленные выбросы вещества.

Интенсивно изучается эффект «гравитац. линзы», когда изображение К. искажается полем тяготения более близкого к наблюдателю объекта (см. *Гравитационная фокусировка*). В подобном случае на небесной сфере должны наблюдаться неск. изображения одного и того же К. По-видимому, первым примером такого рода явился двойной К. 0957+561, компоненты к-рого находятся на угл. расстоянии $6''$ и обладают практически одинаковым значением $z \approx 1,39$. Удвоение изображения вызывается гравитац. действием галактики с $z=0,36$. Впрочем, решающие доказательства реаль-

ности гравитац. линз пока не найдены, и в нек-рых случаях возможна интерпретация, предполагающая образование К. в ядрах кратных систем галактик.

Наблюдения К. являются важным источником информации о распределении вещества во Вселенной вплоть до $z \approx 4,5$ и крупномасштабной структуре Вселенной. В принципе по данным о распределении К. можно определить параметры космологической модели Вселенной. Однако этому препятствуют большая дисперсия светимости К. и эволюция этих объектов с космология эпохой. Об эволюции свидетельствует гл. обр. зависимость числа К. от величины потока излучения. Вероятно, что с удалением в прошлое возрастает либо пространств. плотность К. в сопутствующих координатах, либо их ср. светимость, либо имеют место оба указанных фактора.

Полагают, что наиб. вероятный механизм, обеспечивающий светимость К. $\sim 1 M_{\odot} \cdot c^2/\text{год}$ ($M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца), связан с выделением энергии при аккреции газа чёрной дырой с $M \sim 10^6 - 10^8 M_{\odot}$ [3. Солптер (E. Salpeter, 1964); Я. В. Зельдович, 1964; Д. Линден-Белл (D. Lynden-Bell, 1969)]. Если в ядре галактики образуется чёрная дыра, то благодаря специфич. процессам вблизи неё гравитац. энергия газа, падающего к центру галактики, эффективно преобразуется в энергию излучения. Источниками газа могут служить межзвёздная среда и остатки звёзд, разрушенных приливным воздействием массивной чёрной дыры [Дж. Хиллс (J. Hills), 1975]. В пользу модели чёрной дыры свидетельствуют: 1) переменность потока излучения за время менее 1 ч, требующая компактности источника; 2) обнаружение движений вещества со сверхсветовыми скоростями — релятивистского эффекта, возможного в сильном гравитац. поле; 3) наличие выбросов вещества в определ. направлениях, указывающее на долговременную стабильность пространств. ориентации источника; 4) прямые оценки масс центр. образований в галактиках на основе данных о дисперсии скоростей звёзд в их окрестности.

По размерам и структуре области радиозлучения К. удаётся оценить мин. продолжительность их активной фазы $T_{\text{мин}} \sim 10^5 - 10^8$ лет. Более реально значение $T \sim 10^8$ лет, к-рое определяется относительной численностью активных и нормальных галактик. Светимость К., по-видимому, достигает критической светимости (аддингтоновской) $L_E(M) \approx 1,3 \cdot 10^{38}$ (М/М_⊙) эрг/с, при к-рой давление излучения на окружающую центр. источник плазму становится сравнимым с силой гравитац. притяжения. Отсюда получена теоретич. оценка характерного времени эволюции (активности) К. $T_E = M \cdot c^2/L_E \approx 5 \cdot 10^8$ лет, близкая к оценке, найденной на наблюдений. Полная энергия, выделяемая К. в виде излучения за время активной фазы, составляет $10^{61} - 10^{63}$ эрг.

Лит.: Seyfert C. K., Nuclear emission in spiral Nebulae, *Astrophys. J.*, 1943, v. 97, p. 28; Schmidt M., 3C 273. A starlike object with large red-shift, *Nature*, 1963, v. 197, p. 1040; Salpeter E. E., Accretion of interstellar matter by massive objects, *Astrophys. J.*, 1964, v. 140, p. 798; Зельдович Я. В., Судьба звезды и выделение гравитационной энергии при аккреции, *ДАН СССР*, 1964, т. 155, с. 67; Sandage A., The existence of a major new constituent of the Universe. The quasi-stellar galaxies, *Astrophys. J.*, 1965, v. 151, p. 1560; Lynden-Bell D., Galactic nuclei as collapsed old quasars, *Nature*, 1969, v. 223, p. 690; Берёбидж Дж., Берёбидж М., Квазары, пер. с англ., М., 1969; Hill J. G., Possible power source of Seyfert galaxies and QSO, *Nature*, 1975, v. 254, p. 295; Smith M. G., Quasars. Observed properties of optically selected objects at large redshifts, *Vistas in Astronomy*, 1978, v. 22, p. 321; Рис М., Руффини Р., Уилер Д. Ж., Чёрные дыры, гравитационные волны и космология, пер. с англ., М., 1977; Игнатьев Г. В., QSO: recent clues to their nature, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1983, v. 95, p. 799; Willett P. J., Active galactic nuclei. Observations and fundamental interpretations, *Phys. Rept.*, 1985, v. 123, p. 117.

В. Ю. Тейтельбаум

КВАЗИДУМЕРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ — кристаллы со сложным типом кристаллич. упаковки и соответственно сильной анизотропией движения электронов. Внутри

плоскости слоёв движения электронов часто близко к изотропному и в электронной зонной картине отсвечивает движению по широкой зоне проводимости, а в параллельных, перпендикулярном слоям, ширина зоны оказывается намного меньше. Для описания такого движения электронов обычно используется модель *эффективной массы* внутри слоёв и приближение сильной связи для движения электронов между слоями (см. *Зонная теория. Блоховские электроны*). Энергия электрона \mathcal{E} в зависимости от квазиимпульса p имеет тогда вид $\mathcal{E}(p_{\parallel}, p_{\perp}) = p_{\parallel}^2/2m_{\parallel}^* + \delta\cos(p_{\perp}a)/\hbar$, где p_{\parallel} — импульс вдоль слоёв, p_{\perp} — импульс поперёк слоёв, a — расстояние между слоями, m_{\parallel}^* — эфф. масса в плоскости слоёв, δ — полуширина зоны проводимости для движения между слоями.

Сильная анизотропия такого типа реализуется, напр., в слоях кристаллах диалкоксенидов переходных металлов типа TaS_2 (металлы, проводимость) или MoS_2 (полупроводник), а также в их *интеркалированных соединениях* I или интеркалированных соединений графита. В диалкоксенидах переходных металлов слой металла с двух сторон окружён слоями халькогенов и связь этих трёх слоёв в здании является сильной (ковалентной). Связицы унакованы в кристалле также слоями, причём взаимодействие связицы близко к ван-дер-ваальсовскому. В интеркалированных соединениях металл. слой раздвинуты ещё больше neighbouring слоями молекул или групп атомов, введённых в пространство между соединениями. К. к. с. относится также органич. проводники, где плоские органич. молекулы унакованы в цепочки, к-рые, располагаясь параллельно друг другу, образуют проводящие слои, разделяемые непроводящими слоями др. молекул, напр. в BEDT-TTF $_2$ проводящие слои плоских молекул BEDT-TTF разделены слоями из атомов I [2].

Анизотропия проводимости $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp}$ достигает 50 в слоистых соединениях типа TaS_2 и 10^8 в интеркалированном соединении TaS_2 с пиридином.

По мере уменьшения δ движение электронов приближается к двумерному, а ниже нек-рого порогового значения \mathcal{E}_0 для δ система начинает вести себя как двумерная. Пороговое значение \mathcal{E}_0 совпадает с характерной энергией эффекта. Напр., если рассматривается *Ванье — Мотта экситон* в слоем полупроводнике, то \mathcal{E}_0 — энергия связи экситона. При $\delta \gg \mathcal{E}_0$ мы имеем дело с трёхмерным анизотропным экситоном. Его уровень энергии определяется ридберговской серией, а волновая ф-ция анизотропна в меру анизотропии m_{\parallel}^* и $m_{\perp}^* = \hbar^2/2d$. При $\delta \ll \mathcal{E}_0$ экситон локализован в слое и его спектр определяется решением кулоновской задачи для двумерного движения электрона и дырки. В случае *сверхпроводимости* энергия \mathcal{E}_0 по порядку величины есть темп-ра сверхпроводящего перехода $T_{кр}$, и при $\delta \gg T_{кр}$ мы имеем дело с обычными анизотропными сверхпроводниками, а при $\delta \ll T_{кр}$ реализуется джозефсоновское взаимодействие слоёв со всеми свойствами, характерными для джозефсоновских переходов во внеш. полх [1]. Системы с $\delta \ll \mathcal{E}_0$ наз. квазидвумерными (в узком смысле) по отношению к рассматриваемому эффекту. Т. о., система может быть обычной анизотропной для одного явления и квазидвумерной для др. эффекта [2].

Лит.: 1) Булаевский Я. Н., Сверхпроводимость и электронные свойства слоистых соединений, «УФН», 1975, т. 118, с. 449; 2) Ягубский Э. В. и др., Сверхпроводящие свойства ромбической фазы триоксида бис-(этилендиолито) тетрагидрофуранала, «Письма в ЖЭТФ», 1984, т. 39, с. 275.

Л. И. Булаевский

КВАЗИИМПУЛЬС — векторная характеристика p состояния квазичастицы в кристалле. К. играет для частиц в периодич. среде (напр., в кристаллич. решётке) ту же роль, что и импульс частицы в пространстве однородных систем. В однородной среде образование волновой ф-ции $\psi(r)$ частицы при произвольном сме-

щении α имеет вид $\psi(r + \alpha) = \exp(ip\alpha/\hbar)\psi(r)$, где p — импульс частицы. Для пространственно периодич. систем $\psi(r)$ обладают аналогичным свойством только для смещений, равных векторам трансляции (периодам) a_i системы:

$$\psi(r + a_i) = \exp(ipa_i/\hbar)\psi(r). \quad (1)$$

Здесь p — К. При этом волнован ф-ция частицы имеет вид:

$$\Psi_{n,p}(r) = \exp(ipr)W_{n,p}(r), \quad (2)$$

где $W_{n,p}(r + a_i) = W_{n,p}(r)$. Согласно *Блоха теореме*, если волновые ф-ции стационарных состояний квазичастиц, находящихся в яле с периодич. потенциалом, имеют вид (2), причём значение p вместе с индексом n (номер энергетич. зоны) образуют полный набор квантовых чисел, определяющих данное состояние (см. *Блоховские электроны, Зонная теория*).

В отличие от импульса величина К. задаётся неоднозначно — состояния, в к-рых p/\hbar отличаются на один из векторов *обратной решётки* b_k , тождественны. Соответствием для всех физически различных состояний p можно задавать внутри одной элементарной ячейки обратной решётки (в качестве к-рой обычно выбирают *Бриллюэна зону*). С неоднозначностью связано и отсутствие точного закона сохранения К.: при взаимодействии квазичастиц их суммарный К. сохраняется лишь с точностью до $\hbar b_k$. Это проявляется в *перероса процессах*.

Значения К. определяют энергию квазичастиц $\mathcal{E}_n(p)$ внутри каждой из энергетич. зон. Изменение К. под действием внешнего $V(r)$ задаётся ур-нием, аналогичным закону Ньютона: $\hbar dp/dt = -\nabla V(r)$. Возможность введения К. существенно упрощает анализ свойств кристаллов: вид, взаимное расположение, связность, наличие особенностей и т. д. для *ферми-поверхности* и энергетич. зон, определяемых в пространстве К., позволяют сделать качественные выводы о свойствах твёрдых тел, напр. о их проводимости.

Лит. см. при статьях *Зонная теория, Квазичастица*. А. Ф. Мейервич.

КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ квантовой механики (Венцле — Крамерс — Бриллюэна метод, ВКБ метод) — приближённый метод нахождения волновой ф-ции и уровня энергии квантовой системы при условии, что длина волны де Бройля λ частиц системы много меньше характерных размеров R изменения потенциала. В условиях К. п. квантовое *неопределённость соотношение* позволяет построить *волновой пакет*, в к-ром неопределённость координаты и импульса гораздо меньше самих этих величин. Такой пакет будет двигаться, подчиняясь законам классич. механики с точностью до малых величин порядка λ/R . В простейшем случае точечной частицы массы m с заданной энергией \mathcal{E} , движущейся по законам классич. механики во внеш. поле с потенциалом $U(r)$, модуль импульса $p(r)$ в данной точке пространства r равен $p(r) = [2m(\mathcal{E} - U(r))^{1/2}]$. Длина волны связана с импульсом соотношением де Бройля $\lambda(r) = \hbar/p(r)$. Критерий применимости К. н. таков:

$$|\nabla \lambda(r)| = \frac{\hbar}{p^2} |\nabla p(r)| \ll 1. \quad (1)$$

Движение квантовой частицы в тех же условиях определяется *Шрёдингера уравнением*:

$$\hbar^2 \Delta \psi + p^2(r) \psi = 0, \quad (2)$$

где ψ — волновая ф-ция частицы. В одномерном случае (потенциал и волновая ф-ция зависят лишь от одной координаты x) приближённые решения ур-ния (2) в классической доступной области $\mathcal{E} > U(x)$ имеют вид

$$\psi(x) = \frac{C}{\sqrt{p(x)}} \exp\left[\pm \frac{i}{\hbar} \int p dx\right], \quad (3)$$

где C — постоянная. Решения (3) представляют собой простейшее обобщение плоской волны $\exp(ipx/\hbar)$ на

случай медленно меняющегося $p(x)$. Предэкспоненциальный множитель обеспечивает закон сохранения числа частиц, т. е. независимость потока числа частиц

$$j = (2m)^{-1} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \right) = (p/m) |\Psi|^2$$

от координаты (звёздочка означает комплексное сопряжение).

Решения (3) с той же точностью справедливы и в классически недоступной области $\mathcal{E} < U(x)$. Однако в этом случае величина $p(x)$ становится чисто мнимой. Поэтому одно из решений экспоненциально убывает, а другое растёт по мере удаления в классически недоступную область. Эти решения описывают чисто квантовый эффект подбарьерного проникновения частиц.

Критерий (1) не выполняется вблизи классич. точек поворота x_0 , где $U(x_0) = \mathcal{E}$. Если $U(x)$ регулярна в точке x_0 , то вблизи неё ур-ние Шрёдингера можно приближённо заменить ур-нием с линейным потенциалом $U(x) = U'(x_0)(x - x_0)$, к-рое сводится к ур-нию Эйри (см. Эйри функция).

Его решения:

$$\Psi = C \sqrt{\frac{\xi}{p(x)}} Z_{1/2}(\xi), \quad (4)$$

где $Z_{1/2}(\xi)$ — любое решение ур-ния Бесселя с индексом $1/2$ (см. Цилиндрические функции) и

$$\xi = \int_{x_0}^x p dx = \frac{2}{3} \sqrt{-U'(x_0)} (x - x_0)^{3/2}.$$

Замена точного ур-ния Шрёдингера приближённым вблизи нулей и особенностей ф-ции $p^2(x)$ носит название метода эйкольных ур-ний. Так, вблизи простого нуля ф-ции $p^2(x)$ аталонным является ур-ние Эйри; если близкими оказываются два простых нуля, то аталонным является ур-ние параболич. цилиндра (см. Параболическое цилиндра функция); при сближении простого нуля и полюса аталонным оказывается вырожденное гипергеом. ур-ние (см. Вырожденная гипергеометрическая функция). Во всех этих случаях известны аналитич. свойства решений аталонных ур-ний. Возможны и более сложные аталонные ур-ния, решения к-рых пока не исследованы.

Решения аталонного ур-ния (4) плавно сшиваются с квазиклассич. решениями (3), определяя тем самым правила перехода через точки поворота. В частности, то из решений (3), к-рое экспоненциально убывает в классически недоступной области, в разрешённой области ведёт себя как

$$\Psi(x) = \frac{2C}{V p(x)} \cos \left(\frac{1}{\hbar} \int_{x_0}^x p(x) dx - \frac{\pi}{4} \right), \quad (5)$$

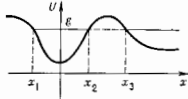
где x_0 — классич. точка поворота. Если классически доступная область ограничена обычными точками поворота x_1, x_2 , то уровни энергии определяются правилами квантования Бора — Зоммерфельда:

$$\int_{x_1}^{x_2} p(x) dx = (n + 1/2) \pi \hbar. \quad (6)$$

Здесь n — квантовое число, нумерующее уровни. При переходе к классич. механике величина n играет роль *адиабатического инварианта*. Если одна или обе границы классич. движения близки к особенностям потенциала, то в правой части ур-ния (6) вместо слагаемого $1/2$ появляется не зависящая от n постоянная γ , значение к-рой определяется характером особенности.

В 1913 Н. Бор (N. Bohr) постулировал правила квантования (6) и с их помощью впервые интерпретировал эксперим. спектры поглощения атомов водорода. В силу спец. симметрии квазиклассич. уровни энергии атома водорода совпадают с точными.

Пусть потенциал $U(x)$ таков, что в нём имеется две области классически разрешённого движения, одна из к-рых ограничена (рис.). Классич. частица, находясь в потенц. яме, не сможет покинуть её. Но квантовая частица имеет отличную от нуля волновую ф-цию и в подбарьерной области. Выход частицы из потенц. ямы сквозь барьер является квантовым эффектом, наз. туннельным эффектом (туннельным проникновением; см. Туннельный эффект). Вероятность туннелирования за единицу времени определяется ур-нием



$$w = v(\mathcal{E}) \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} |p(x)| dx \right]. \quad (7)$$

где $v(\mathcal{E})$ — классич. частота движения частиц в потенц. яме. Множитель $v(\mathcal{E})$ возникает из условия нормировки волновой ф-ции в классически доступной области. Представление о квантовом туннелировании и его количеств. выражение (7) были впервые применены Г. А. Гамовым (G. Gamov) для объяснения *альфа-распада*.

Другим сугубо квантовым эффектом является отражение потенц. барьером частицы с энергией, большей высоты барьера. Если потенциал является аналитич. ф-цией x , то в К. п. коэф. надбарьерного отражения (доля отраженных частиц) равен

$$R(\mathcal{E}) = \exp \left[\frac{2i}{\hbar} \int_{x_0}^{x_0'} p(x) dx \right]. \quad (8)$$

Интегрирование в показателе экспоненты происходит вдоль контура в комплексной плоскости x , идущего из ближайшей к веществ. оси комплексной точки поворота x_0' в ниж. полуплоскости к комплексно сопряжённой точке поворота x_0 . Ф-лы (7) и (8) применимы в том случае, когда показатели экспонент велики.

Надбарьерное отражение является частным случаем процесса, запрещённого классич. механикой. В квантовой механике такие процессы, вообще говоря, возможны, но имеют экспоненциально малую вероятность. Классич. траектория такого процесса, т. е. решение вариационного ур-ния $\delta S = 0$, существует, но оказывается комплексной. Комплексно и действие S вдоль траектории. Вероятность классически запрещённого перехода определяется ф-лой

$$w \sim \exp \left(-\frac{2 \text{Im} S}{\hbar} \right),$$

где действие взято вдоль классич. нули с мим. мнимой частью $\text{Im} S$. Вычисление предэкспоненци. множителя требует конкретизации задачи.

Задача о переходах в квантовой системе часто решается методом *адиабатического приближения*, сходным с квазиклассическим. Необходимым условием применимости адиабатич. приближения является возможность разделения движений на быстрые и медленные. Так, в случае атомных соударений движение явнов можно считать медленным, а движение электронов быстрым. Если система помещена в переносное внеш. поле, его частоты должны быть малы по сравнению с характеристич. частотами системы. В адиабатич. приближении уровни энергии \mathcal{E}_i квантовой системы можно считать параметрически зависящими от времени t . Условие адиабатичности нарушается при пересечении любых двух уровней \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 (см. Пересечение уровней). В небольшом интервале времени около момента пересечения двух термов происходят переходы между ними. Вблизи точки пересечения справедлива аталонная система двух ур-ний для амплитуд состояний, являющая-

на анализе ур-ния Эйри. Вероятность перехода определяются ф-лой

$$w_1 = \exp\left(-\frac{2|\operatorname{Im} S|}{\hbar}\right), \quad (9)$$

где действие $S = \int_{t_0}^{t_1} [\mathcal{E}_1(t) - \mathcal{E}_2(t)] dt$, а t_0 — момент пересечения термов, находящихся, вообще говоря, в комплексной плоскости. При двукратном проходе точки пересечения вероятность перехода равна $w_2 = 2w_1(1-w_1)$. Возмущение V , приводящее к переходу между термами невозмущённой системы, приводит к отталиванию уровней и невозможности их пересечения при веществе. временах. Если возмущение V мало по сравнению с характерной разностью энергий вдали от точки пересечения, то момент t_0 недалек от веществ. ос. В этом случае

$$\operatorname{Im} S = -\frac{\pi V^2}{|\mathcal{E}'_1 - \mathcal{E}'_2|}, \quad (10)$$

где $\mathcal{E}'_1, \mathcal{E}'_2$ — производные от невозмущённых уровней энергии в точке пересечения. В случае, когда медленным является относит. движение двух ионов в молекуле, $\mathcal{E}'_i = v F_i$, где v — скорость движения ядер вблизи точки пересечения термов, F_i — сила, действующая на ядра, когда электроны находятся в состоянии с номером i . Подставляя (9) и (10) в выражение для w_2 , получаем ф-лу Ландау — Зинера:

$$w_2 = 2w_1(1-w_1); \quad w_1 = \exp\left(-\frac{2\pi V^2}{\hbar v |F_1 - F_2|}\right). \quad (11)$$

Если один из уровней принадлежит непрерывному спектру, то ф-ла (11) описывает явление преддиссоциации молекулы.

К. п. с известными оговорками обобщается на случай движения в многомерном пространстве. Волновую ф-цию в этом случае можно записать в виде

$$\Psi(r) = \sum \sqrt{\frac{\lambda(r)}{p(r)}} \exp[iS(r)/\hbar] (1 + O(\sqrt{\lambda})). \quad (12)$$

Здесь $S(r)$ — классич. действие, подчиняющееся Гамильтона — Якоби уравнению:

$$(\nabla S)^2 = p^2(r);$$

величина $A^{-1}(r)$ — относит. площадь сечения бесконечно тонкого луча классич. траекторий, проведённого нормально к импульсу $p = \nabla S$; суммирование в (12) проводится по всем классич. траекториям, проходящим через заданную точку r . Решение (12) обеспечивает закон сохранения числа частиц. Ф-ция $A(r)$ удовлетворяет ур-нию $\operatorname{div}[(p/p)A] = 0$, эквивалентному ур-нию непрерывности для луча частиц. Аналогичное построение в оптике наз. методом эйконала или геометрической оптикой методом. Площадь сечения луча траекторий пропорц. произведению гл. радиусов кривизны поверхности волнового фронта $S = \text{const}$. Поверхности, на к-рых $A^{-1}(r)$ обращается в нуль, наз. *частичками*. Они являются обглагощими классич. траекторий, отделяющими классически доступные области от недоступных, подобно точкам поворота в одномерной задаче. В классически недоступной области волновая ф-ция по-прежнему имеет вид (12), но $S(r)$ становится чисто мнимым, так что волновая функция экспоненциально убывает.

Вблизи каустик, но вдали от их особых точек волновая ф-ция сравнительно быстро меняется по нормали и медленно в касательной к каустике плоскости. Приближённое решение вблизи каустик, как и в одномерном случае, подчиняется эталонным уравнениям, простейшим и наиболее типичным из к-рых являются уравнение Эйри. Решение эталонных уравнений позволяет «сшить» квазиклассич. волновые ф-ции по обе стороны каустики.

Построение квазиклассич. волновых ф-ций, данное выше, обобщается на случай системы m частиц, а так-

же на случай произвольной зависимости энергии от импульса, что важно в теории твёрдого тела.

К. п. в многомерном случае, данное ур-нием (12), осмысленно только при конечном и не слишком большом числе траекторий, проходящих через данную точку. Для этого необходимо, чтобы классич. движение было устойчивым хотя бы в нек-рых областях. Др. словами, нек-рая часть фазового пространства должна расслаиваться на инвариантные торы (см. *Гамильтонова система*), по к-рым движется классич. система. Тогда правила квантования Бора — Зоммерфельда принимаются вид

$$\oint_{C_i} p dq = (n_i + \gamma_i) 2\pi\hbar, \quad (13)$$

где p — обобщённый импульс, q — обобщённая координата, интегрирование в (13) ведётся по одной из независимых замкнутых кривых на торе, вообще говоря, не совпадающей с классич. траекторией, γ_i — число, зависящее от того, сколько раз кривая C_i касается каустики. Если известна, хотя бы приближённо, к. н. замкнутая устойчивая классич. траектория, то в её окрестности правила квантования (13) позволяют найти большое число уровней. Соответствующие волновые ф-ции локализованы в узком канале вокруг классич. траектории, площадь канала $\sigma \approx \sqrt{\hbar R}$, где R — характерный линейный размер траектории.

Наиб. просто квазиклассич. правила квантования применяются для высоковозбуждённых состояний систем с почти разделяющимися переменными. Если невозмущённая система невырождена, т. е. частоты $\omega_i := \hbar^{-1} \partial \mathcal{E}_0 / \partial n_i$ несоизмеримы ($\mathcal{E}_0(n)$ — энергия невозмущённой системы, n_i — квантовые числа), то энергия меняется на величину (V) возмущения V , усреднённого по всем фазовым переменным, а волновая ф-ция сосредоточена в окрестности $\Delta n_i \sim |V|/\hbar \omega_i$ около фиксированных значений n_i^0 . Если нек-рые из частот несоизмеримы, напр. две частоты ω_1 и ω_2 равны друг другу, то разность соответствующих угл. переменных $\varphi_1 - \varphi_2$ медленно меняется, а квантовое число $k = n_1 - n_2$ изменяется в широком интервале. Усреднённое по быстрым фазам возмущение V является *гамильтоновой* для медленных переменных.

Правила перехода от квантовых к классич. величин таковы. Классич. частоты определяют расстояния между соседними уровнями. Матричные элементы физ. величин переходят в фурье-компоненты соответствующих классич. величин. Наконец, *перестановочным соотношениям* операторов в квантовой механике соответствуют классические Пуассона скобки, помещаемые на $-i\hbar$.

Общепринято представление о том, что в случае, когда классич. движение хаотично, квантовая система демонстрирует нерегулярное поведение высоковозбуждённых уровней. Их ср. плотность $\rho(\mathcal{E})$ определяется, как и в случае свободных частиц, производной по энергии от объёма классически доступной области в фазовом пространстве. Напр., для частицы, движущейся в потенц. яме $U(r)$ в трёхмерном пространстве

$$\rho(\mathcal{E}) = (2\pi)^{-3} (2m)^{3/2} \hbar^{-3} \int_{\mathcal{E} > U(r)} |\mathcal{E} - U(r)|^{1/2} dr.$$

Но расстояния между уровнями флуктуируют. Задача о распределении расстояний между уровнями не решена, намечены только нек-рые подходы к ней. Мало известно о статистич. характеристиках волновых ф-ций. Численные методы и теоретич. соображения показывают, что квадрат модуля волновой ф-ции максимален вблизи вершинок классич. траекторий, даже если они неустойчивы. Энергия системы на такой траектории соответствует максимуму плотности состояний.

Для вычисления вероятности туннелирования в многомерном случае необходимо найти траекторию, про-

ходящую в классический неустойчивой области, вдоль к-рой минимален модуль мнимого действия. Вероятность туннелирования в основном определяется экспоненциально малым фактором $\exp(-2|S|/\hbar)$, где S — мнимое действие вдоль туннельной траектории. Предэкспонент множитель находится с помощью правил шпинки на кривые по известной волновой ф-ции внутри потенц. ямы.

К. п. легко обобщается на нестационарный случай, если в ф-ле (12) подразаумевать под S зависящее от времени действие, подчиняющееся нестационарному ур-нию Гамильтона — Якоби.

К. п. можно получить из представления Фейнмана волновой ф-ции в виде интеграла по всем путям (см. *Функциональный интеграл метод*), если считать \hbar малой величиной. Тогда осн. вклад в интеграл вносит малая окрестность путей, вдоль к-рых действие минимально, т. е. классич. траекторий.

К. п. можно использовать в чисто матем. целях для вычисления асимптот. вида решений обыкновенных линейных дифференц. ур-ний второго порядка:

$$y'' + q^2(x)y = 0$$

[ср. с ур-вием (2)]. К. п. как обычно вводится ур-ния для гипергеометрических функций и нек-рых важных частных случаев этих ф-ций (ф-ции Бесселя, Лежандра, Лагерра и др.). Асимптотич. решения этих ур-ний имеют общий вид

$$y = \frac{A}{\sqrt{q}} \exp\left(i \int_{x_0}^x q dx\right) + \frac{B}{\sqrt{q}} \exp\left(-i \int_{x_0}^x q dx\right)$$

и подчиняются эталонным ур-ниям вблизи реал. особых точек. Если $q^2(x)$ — аналитич. ф-ция, то такие решения можно продолжить в комплексную плоскость x . Однако на нек-рых линиях в комплексной плоскости, наз. линиями Стокса, коэф. A и B могут резко меняться. В частности, из каждой точки поворота x_0 , в к-рой $q^2(x_0) = 0$, выходят три линии Стокса под углом 120° .

Решение y_0 , к-рое ведёт себя как $\exp\left(i \int_{x_0}^x q dx\right)$ на бесконечности одного из углов (убывающая экспонента), приходит с неизменной скоростью на линии Стокса, ограничивающие этот угол. Но на третьей линии Стокса появляется вторая экспонента с коэф. $\pm i$. Матрица, преобразующая коэф. A, B при переходе с одной линии Стокса на другую, наз. матрицей монодромии. Знание этой матрицы позволяет «сшивать» квазиклассич. асимптотики в разных областях без детального исследования эталонных уравнений. В частности, приведенное правило изменения коэффициентов в окрестности точки поворота эквивалентно правилу шпинки (4).

Историческая справка. Как метод решения дифференц. ур-ний К. п. впервые применялся Ж. Лиувиллем (J. Liouville) в 1837. Дальнейшее развитие К. п. началось в трудах Рэя (J. Rayleigh, 1912) и Х. Джеффриса (H. Jeffreys, 1923). В связи с задачами квантовой механики К. п. было вновь изобретено Г. Вентцелем (G. Wentzel), Х. Крамерсом (H. A. Kramers) и Л. Брилюином (L. N. Brillouin) в 1926, а также в него часто и наз. методом ВКБ (WKB или JWKB). Крамерс, в частности, установил правила шпинки вблизи точки поворота.

Квазиклассич. правила квантования были угаданы Н. Бором (N. Bohr) в 1913, за 13 лет до создания регулярной квантовой механики.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Квантовая механика*, 3 изд., М., 1974; Мигдал А. В., *Качественные методы в квантовой теории*, М., 1975; Мазелов В. П., Флоренский М. В., *Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики*, М., 1976. В. Л. Погорельский.

КВАЗИКООРДИНАТЫ — понятия, устанавливаемые след. образом: если положение механ. системы определяется s обобщёнными координатами q_1, q_2, \dots, q_s , то величинам dx_1, dx_2, \dots, dx_s , являющимся независимыми

друг от друга линейными комбинациями дифференциалов координат q_1, q_2, \dots, q_s и выражаемые неизменяемыми равенствами вида

$$dx_i = a_{i1} dq_1 + a_{i2} dq_2 + \dots + a_{is} dq_s \quad (i=1, 2, \dots, s) \quad (1)$$

(где a_{ik} — коэф., зависящие от q_1, q_2, \dots, q_s), наз. дифференциалами K , а сами q_1, q_2, \dots, q_s — K данной системы. Поскольку ур-ния (1) неизменяемы, то являясь выражениями для K , dx_i как функций q_1, q_2, \dots, q_s не существуют. Если же ур-ния (1) могут быть интегрированы и из них можно определить K , как ф-ции q_1, q_2, \dots, q_s , то dx_i будут в этом случае не K , а нек-рыми новыми обобщёнными координатами системы.

По аналогии величины

$$\omega_i = \frac{dx_i}{dt} = a_{i1} \dot{q}_1 + a_{i2} \dot{q}_2 + \dots + a_{is} \dot{q}_s \quad (i=1, 2, \dots, s) \quad (2)$$

(где $\dot{q}_k = dq_k/dt$ — обобщённые скорости, t — время) наз. k -в s к-ростями K . Поскольку явных выражений для K не существует, то ω_i , в отличие от обобщённых (истинных) скоростей, не представляют собою производных по времени от к.-н. координат (параметров), а символ dx_i/dt в равенствах (2) является лишь условным обозначением.

Использование K и квазискоростей позволяет в ряде случаев существенно упростить вид соответствующих ф-л и ур-ний, а также выкладок, связанных с их получением. Напр., для твёрдого тела, движущегося вокруг неподвижной точки O , проекции его мгновенной угл. скорости на связанные с телом осн. $Oxyz$, если за обобщённые координаты принять Эйлера углы φ, θ, ψ , имеют значения (см. *Эйлера кинематические уравнения*):

$$\omega_1 = \frac{d\varphi_1}{dt} = (\sin \theta \sin \varphi) \dot{\varphi} + (\cos \varphi) \dot{\theta},$$

$$\omega_2 = \frac{d\varphi_2}{dt} = (\sin \theta \cos \varphi) \dot{\varphi} - (\sin \varphi) \dot{\theta}, \quad (3)$$

$$\omega_3 = \frac{d\varphi_3}{dt} = \dot{\varphi} + (\cos \theta) \dot{\psi}.$$

Эти ур-ния, по виду аналогичные равенствам (2), не могут быть проинтегрированы и из них нельзя определить $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ как ф-ции φ, θ, ψ . Следовательно, $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ будут в данном случае соответствующими K , а $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ — квазискоростями, к-рые не могут быть выражены в виде производных по времени от к.-н. величин. Но используя $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ и приняв одновременно за осн. $Oxyz$ осн. инерции тела для точки O , можно, напр., получить очень компактное выражение для кинетич. энергии T тела: $T = 0.5(I_1 \omega_1^2 + I_2 \omega_2^2 + I_3 \omega_3^2)$, где I_1, I_2, I_3 — моменты инерции тела относительно осей x, y, z соответственно. Из равенств (3) видно, каким образом будет ур-ние для T , выраженное непосредственно через координаты φ, θ, ψ и скорости $\dot{\varphi}, \dot{\theta}, \dot{\psi}$. Если же в данном случае воспользоваться ур-ниями Лагранжа в K (см. [2]), то в них вместо производных от T по обобщённым скоростям $\dot{\varphi}, \dot{\theta}, \dot{\psi}$ войдут производные по квазискоростям $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, имеющие, как видно, очень простые выражения ($\partial T / \partial \omega_i = I_i \omega_i$ и т. д.), а производные по $K, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ обратятся в нуль; в результате получаются очень компактные дифференц. ур-ния движения тела вокруг точки O (см. *Эйлера динамические уравнения*).

Лит.: 1) Уиттекер Е. Т., *Аналитическая динамика*, пер. с англ., М.—Л., 1937, § 30; 2) Лурье А. И., *Аналитическая механика*, М., 1961. С. М. Тарг.

КВАЗИКРИСТАЛЛ — твёрдое тело, состоящее из атомов, к-рые не образуют кристаллич. решётки, но тем не менее обладают дальним порядком, проявляющимся в способности когерентно рассеивать падающее излучение (см. *Дальний и ближний порядки*). Дальний порядок, порядок принципиально отличает K от жидкостей и аморфных тел, а отсутствие подструктур — от таких нестехиометрич. соединений, как т. н. алхим. золото ($Hg_{2-6}AsF_6$). Как и вещества с дальными

зарядовой и спиновой плотности (см. *Волны зарядовой плотности*). К. является *несоизмеримой структурой*, однако в отличие от них несоизмеримость К. обусловлена свойствами его *точечной группы симметрии*. Характерными для К. являются нефёдоровские группы симметрии, несовместимые с трансляционной инвариантностью кристаллов (см. *Симметрия кристаллов*).

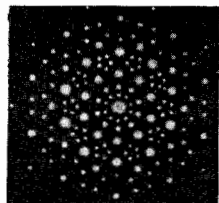


Рис. 1. Электроннограмма квазикристалла $Al_{13}Mn$.

Известен ряд материалов, имеющих группу симметрии правильного икосаэдра, содержащую запрещённые для фёдоровских групп оси симметрии 5-го порядка. Эти вещества можно разделить на два класса: «метастабильные» (напр., $Al_{13}Mn$, UPd_5Si , $Ti-Ni-V$) и «стабильные» (напр., Al_2CuLi_3 , $Al-Cu-Fe$, $Al-Zn-Mg$). Метастабильные К. получают из расплава быстрым охлаждением, а при нагревании необратимо переходят в кристаллич. состояние. Электроннограммы этих К. состоят из точечных рефлексов (рис. 1), характерных для обычных кристаллов (см. *Электрография*). Размер области, в к-рой имеется дальний порядок, оценивается по обратной полуширине дифракционных пиков и для разных соединений составляет от 10 до 10^6 \AA . Стабильные К. получают при сколь угодно медленном охлаждении расплава, т. е. ему соответствует определённая область на диаграмме равновесных состояний. Дифракционные пики электроннограммы имеют малую ширину, варьирующуюся от 10^{-2} до 10^{-5} \AA , т. е. размер области координации упорядочения существенно больше, чем у метастабильных К. Как и для обычных кристаллов, группа симметрии проявляется в морфологии роста, приводя к образованию ограниченных монокристаллов с икосаэдр. симметрией (рис. 2). Помимо икосаэдр. К., получены также К., группы симметрии к-рых содержат оси симметрии 8-го, 10-го и 12-го порядка, запрещённые для фёдоровских групп симметрии.

Структуру икосаэдр. К. можно описать двумя эквивалентными способами. Первый основывается на пред-

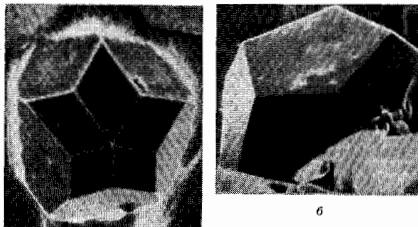


Рис. 2. Ограниченные зёрна икосаэдрических К.: а) $Al_{13}CuLi_3$ — триконгатаэдрическая огранка; б) $Al-Cu-Fe$ — додекаэдрическая огранка.

ложением Р. Пенроузом (R. Penrose) методе построения непериодич. узоров, состоящих из двух разных элементов (рис. 3). Хотя у этого узора и его трёхмерного аналога, описывающего К., периодичность отсутствует, в расположении ромбов и соответствующих им атомов есть элементы упорядочения: 1) в узоре можно найти сколь угодно большие фрагменты с симметрией 5-го по-

рядка; 2) структура квазицентрична — на достаточ- по больших расстояниях повторяются сколь угодно большие её участки; 3) узор обладает симметрией подобия — структура, получаемая удалением определ. набора атомов, отличается от исходной изменением масштаба в $\tau = (\sqrt{5}+1)/2$ раз; 4) атомы расположены в определённых плоскостях (в двумерном случае — на линиях), причём расстояние между плоскостями (линиями) может принимать 2 значения, к-рые чередуются в определённом порядке (связанном с числовым рядом Фибоначчи), отно-

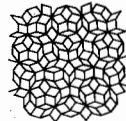


Рис. 3. Плоский неперидический узор, составленный из двух типов ромбов с острыми углами 36° и 72° .

шение этих значений равно τ ; 5) дифракц. картина от подобной структуры необычна: расположение атомов вдоль плоскостей приводит к Брэгговским пикам, причём, в отличие от кристаллов, точечные рефлексы плотно заполняют обратное пространство, тем не менее только малая доля пиков имеет большую интенсивность и может наблюдаться экспериментально. Положение пиков и распределение их интенсивностей, вычисленные для трёхмерного узора, качественно согласуются с экспериментом.

Др. метод описания структуры икосаэдр. К. основан на том, что группа икосаэдра содержится в группе симметрии шестимерного гиперкуба, к-ран совместима с трансляционной инвариантностью в шестимерном пространстве. Произвольный шестимерный периодич. кристалл с такой симметрией может быть использован для построения трёхмерной структуры. Для этого трёхмерное пространство рассматривается как гиперплоскость в шестимерном и часть атомов шестимерного кристалла, близкая к ней, проектируется на гиперплоскость. Изменяя шестимерный кристалл, можно получить различные трёхмерные структуры и, в частности, узор Пенроуза. Полученные т. о. структуры обладают свойствами 1—5. Убор пространства др. размерности и гиперплоскости в нём позволяет описать структуры с произвольными нефёдоровскими симметриями.

Лит.: Shoenberger D. и др. Metallic phase with long-range orientation order and no translational symmetry. «Phys. Rev. Lett.», 1984, v. 53, p. 1951; Levine D., Steinhardt P. J., Quasicrystals: a new class of ordered structures, там же, p. 2477; Кауэдж П. А., Киттер А. Ю., Левитов Л. С., $Al_{13}CuLi_3$ — шестимерный кристалл, «Письма в ЖЭТФ», 1985, т. 41, с. 119. Л. С. Левитов. КВАЗИЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ — приближённая теория, использующая метод *адиабатических приближений* для описания взаимодействий частиц и волн в плазме. К. т. и. описывает возникновение слабой турбулентности в плазме, когда можно считать, что отд. волновые моды независимы, но влияние их на ф-цию распределения f_a частиц сорта a существенно. Особенно сильно взаимодействие частиц с волнами вблизи черенковского резонанса $\omega = kv$, где ω и k — частота и вектор волны, v — скорость взаимодействующей с волной частицы. Аналогичный резонанс в магн. поле осуществляется при условии $\omega - n\omega_H = kv$, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, где ω_H — ларморова частота заряд. частицы.

Кинетич. ур-ния в квазилинейном приближении выводятся из бесстолкновительных *кинетических уравнений* для плазмы в форме Власова путём их усреднения по хаотич. колебаниям слаботурбулентной плазмы. В простейшем случае для плазмы без магн. поля ур-ния К. т. и. принимают вид

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} D_{ij}^{(a)} \frac{\partial f_a}{\partial p_j}, \quad (1)$$

$$v_a = v_a(p) = pc(p^2 + m_a^2 c^2)^{-1/2}, \quad (2)$$

где

$$D_{ij}^{(a)} = 8\pi^2 e_a^2 \int \frac{k_i k_j}{k^4} W \delta(\omega - kv_a) d^3k,$$

e_a и m_a — заряд и масса частицы, W — спектральная плотность энергии электростатич. колебаний, удовлетворяющая квазилинейному ур-нию

$$\frac{\partial W}{\partial t} = 2\gamma W. \quad (3)$$

В ур-ниях (1) — (3) частота $\omega = \omega(k, t)$ и *инкремент* флукуаций поля $\gamma = \gamma(k, t)$ определяются ф-лами, справедливыми в линейной теории:

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 + \sum_a \frac{4\pi e_a^2}{k^2} P \int \frac{k(\partial f_a / \partial p) d^3 p}{\omega - kv_a}, \quad (4)$$

$$\gamma = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \right)^{-1} \sum_a \frac{4\pi e_a^2}{k^2} \int k^2 \frac{\partial f_a}{\partial p} \delta(\omega - kv_a) d^3 p. \quad (5)$$

Разница состоит в том, что f_a в линейной теории считается не зависящей от времени, в К. т. н. учитывается влияние развивающихся или развитых колебаний на ф-цию распределения заряд. частиц при условии адиабат. подстройки колебаний под эти медленно меняющиеся ф-ции. К. т. н. описывает релаксационные процессы, происходящие в плазме, мало отличающейся от равновесной при развитии в ней неустойчивостей, называемых обычно кинетическими (пучковой, ионно-звуковой и т. д.). Критерий применимости ур-ний (1) — (5) есть $k\Delta v \gg \gamma$, где Δv — характерный разброс частиц по скоростям. Из (1) — (5) следует, что в бесстолкновительной плазме без магн. поля характер релаксации частиц определяется диффузией в пространстве скоростей. Так, напр., в наиб. простом, однородном случае ленгмювских колебаний, возбуждаемые при развитии пучковой неустойчивости, приводят к диффузии частиц по скоростям, в результате чего в области взаимодействия частиц и волн ф-ция распределения частиц сглаживается, на ней образуются плато. Неустойчивость при этом стабилизируется [1] — [2]. В более сложных случаях, напр. для неоднородной плазмы в магн. поле, диффузия возникает не только в пространстве скоростей, но и в обычном пространстве [3]. Общий вид квазилинейного ур-ния для магнитоактивной плазмы приведен в [4].

Ур-ния К. т. п. используются только для слаботорбулентной плазмы, для описания турбулентности плазмы необходимы более общие ур-ния.

Лит.: 1) Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; 2) Ведынов А. А., Рютов Д. Д., Квазилинейные эффекты в потоковых неустойчивостях, в кн.: Вопросы теории плазмы, т. 6, М., 1972; 3) Хортон В., Дрейфовая турбулентность и аномальный перенос, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; 4) Беликов В. В., Колесников И. И., Орловский И. В., Нелинейная теория турбулентной альфвенской неустойчивости плазмы, «ЖЭТФ», 1974, т. 66, с. 1686.

Ю. Л. Калмыкович, В. Н. Оравский.

КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОСТЬ ПЛАЗМЫ — одно из важнейших её свойств, заключающееся в практически точном равенстве плотностей входящих в её состав положит. и отрицат. заряд. частиц. В этом случае положит. и отрицат. пространственные заряды ионов и электронов компенсируют друг друга и полное электрич. поле внутри плазмы приближительно равно нулю. К. н. объясняется тем, что при возникновении даже несмысл. малой избыточной плотности заряда одного к-л. знака появляются большие электрич. поля, препятствующие дальнейшему разделению зарядов.

К. п. может нарушаться на расстояниях порядка *дебавеского радиуса экранирования* и на время $\leq 1/\omega_{pe}$ (ω_{pe} — плазменная частота). При исследовании низкочастотных процессов в плазме плотности электронов и ионов можно считать приближительно равными, а вместе с тем электрич. поля — не равными нулю. Истинные значения полей определяются примерным равенством энергий заряда в поле и кинетич. энергии. Следствием К. п. является амбиональный характер диффузии плазмы (см. Амбиональная диффузия). См. подробнее в ст. Плазма и лит. при ней.

С. С. Моисеев.

КВАЗИОДНОМЕРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ — соединения, имеющие цепочечную структуру со слабым перекрытием электронных волновых ф-ций соседних цепочек. Электронный спектр К. с. анизотропен, и зона проводимости вдоль цепочек значительно превосходит ширину зоны в направлении, перпендикулярном цепочкам. В результате электропроводность вдоль цепочек σ_{\parallel}

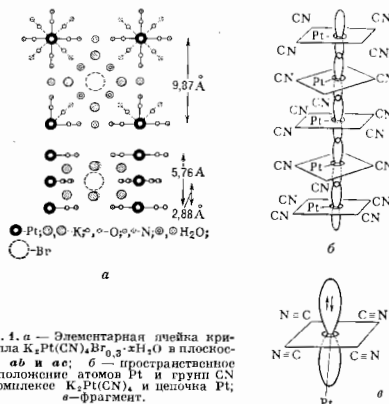


Рис. 1. а — Элементарная ячейка кристалла $K_2Pt(CN)_9Br_6 \cdot xH_2O$ в плоскостях ab и ac ; б — пространственное расположение атомов Pt и групп CN в комплексе $K_2Pt(CN)_9$ и цепочка Pt; в — фрагмент.

значительно превышает электропроводность в перпендикулярных направлениях σ_{\perp} . К. с. относят к классу соединений: 1) плоскокватерные комплексы типа $K_2Pt(CN)_9Br_6 \cdot xH_2O$ (рис. 1, а), где атомы Pt образуют параллельные цепочки, окруженные группами CN (рис. 1, б, в), и кристаллы из полимеров, напр. полиацетилен ($-CH=CH-$) $_x$ и полисульфуритрида $(SN)_x$. Движение электронов по зоне, образованной атомами Pt (вытянуты вдоль цепочки) в платиновых комплексах и по цепи сопряжения $-C=C-C-$ в Полиацетилене, оказывается довольно свободным; нерескоки электронов между цепочками сильно затруднены из-за большого межцепочечного расстояния. В результате при $T=300$ К $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \approx 2 \cdot 10^8$. 2) Ионорадикальные соли на основе плоских органич. молекулу типа тетрацианхидометаста (TCNQ), тетрагидрофульвалена (TTF, рис. 2, а) или тетраметилтетраселенофульвалена (TMTSF). Плоские органич. молекулы в кристаллах этого типа упаковываются в стопки, между к-рыми помещаются ионы противоположного знака (рис. 2, б, в). Цепь сопряжения внутри молекулы и перекрытие π -электронных волновых ф-ций соседних молекул в колонке позволяют электронам свободно двигаться вдоль стопки, но нерескоки электронов между колонками затруднены из-за их большого удаления друг от друга ($\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \sim 10$) — (10⁸). 3) Неорганические соединения, напр. трихалькогениды (TaS₃, NbSe₃), также могут образовывать кристаллы цепочечной структуры с сильной анизотропией электронных свойств квазиодномерного типа (см. также Органические проводники).

Мн. К. с. — металлы при $T=300$ К, но переходят в диэлектрич. состояние при понижении T в результате структурного перехода, андерсоновской локализации электронов (следствие неупорядоченности структуры) или из-за сильного кулоновского отталкивания электронов (Хаббард переход, см. Моттовские диэлектрики). Пайерловский переход

обнаружен во мн. органич. кристаллах (напр., TTF—TCNQ) или трихалькогенидах (TaS₃). Известны К. с., к-рые являются пайерловскими диэлектриками уже при T=300 К, напр. полиацетилен. В то же время век-рые К. с. со слабой анизотропией остаются металлами при всех температурах и могут переходить в сверх-

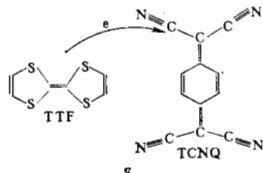
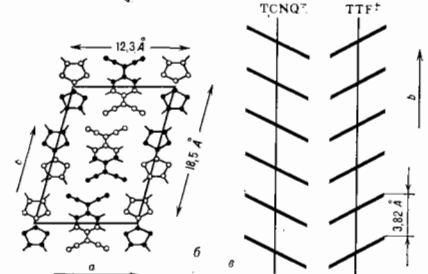


Рис. 2. а — Структурные формулы молекул TTF и TCNQ (TTF — донор, TCNQ — акцептор электронов); б — кристаллическая структура TTF и TCNQ в плоскости ее кристалла; e — упаковка молекул в направлении b



проводящее состояние при охлаждении. К таким системам относятся органические сверхпроводники, напр. (TMTSF)_xClO₄, (SN)_x, TaS₃.

В К. с. обнаружены солитоны. Такие возбуждения присущи пайерловским диэлектрикам и были обнаружены впервые в полиацетилене. Они могут нести заряд без спина или спина без заряда (топологич. солитон). В пайерловских диэлектриках наблюдается проводимость, связанная с движением волны зарядовой плотности в сильном электрич. поле. Проводимость такого типа сопровождается генерацией низкочастотного шума.

Лит.: Овчинников А. А., Украинский И. И., Семенов Г. Ф., Теория одномерных жомовских полупроводников и электронная структура длинных молекул с сопряженными связями, «УФН», 1972, т. 108, в. 1; Булаевский И. Я. Л. Н., Структурный (пайерловский) переход в квазиодномерных кристаллах, там же, 1975, т. 115, в. 2; Сидиньш Э. А., Таурер Д. Ф., Органические полупроводники, М., 1980; Ггилберт Г., Charge density wave transport in linear chain compounds, «Comments on Solid State Phys.», 1982, ч. 10, р. 185.

КВАЗИОПТИКА — асимптот. метод для описания дифракции коротких волн в системах, размеры к-рых существенно превышают длину волны λ. К. уточняет геометрической оптики метод в окрестностях каустики и фокусов, в зонах полутени, при описании широких волновых пучков и т. п.

Обособившись сначала в самостоят. раздел электродинамики, К. в дальнейшем приобрела универсальный характер как метод, пригодный для волн любой природы и в любом диапазоне, если только выполнен необходимый критерий её применимости: $d \gg \lambda$.

К. имеет дело с описанием волновых полей, характеризующихся разл. масштабами изменения комплексной лучевой амплитуды в направлении локального волнового вектора и в перпендикулярном направлении. В отличие от геом. оптики, описывающей распространение волн в каждой лучевой трубке независимо, К. учитывает эффекты поперечной диффузии лучевой ам-

плитуды в смежных лучевые трубки, т. е. по фронтам расширяющихся волн.

Волновые пучки. Простейшей моделью К. является монохроматич. параксильный волновой пучок в однородной среде, образуемый соседними зонами полутени при дифракции плоской волны па большим (в масштабе λ) отверстию в непрозрачном экране (рис. 1). Такой пучок в случае скалярного поля можно описать ф-цией

$$u = A(x, y, z) \exp(-ikz + i\omega t), \quad (1)$$

где медленная амплитуда $A(x, y, z)$ меняется в масштабах $\lambda \perp \gg \lambda$ по x и y и $\lambda \perp = k\lambda^2 \perp \gg \lambda \perp$ — по z , $k = = 2\pi/\lambda = \omega/c$. Подстановка (1) в волновое уравне

$$\Delta u - c^{-2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$$

и пренебрежение членом $\partial^2 A / \partial z^2$, имеющим по отношению к др. слагаемым порядок $(k\lambda \perp)^{-2} \ll 1$, приводят к параболич. уравн-ю

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2ik} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right), \quad (2)$$

описывающему поперечную диффузию комплексной лучевой амплитуды. Ур-ние (2) сходно с ур-нием Шрёдингера в квантовой механике. В теории эл.-магн.

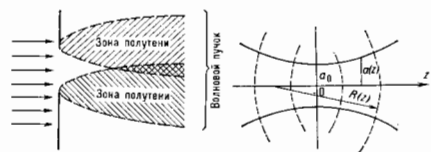


Рис. 1. Формирование волнового пучка при дифракции плоской волны па большим отверстию.

Рис. 2. Гауссов пучок.

поля оно впервые было получено М. А. Леонтовичем в 1944 и носит его имя. Мнимость коэф. диффузии $D = (2ik)^{-1}$ в (2) означает, что диффузия амплитуды сопровождается изменением фазы (см. *Леонтовича параболическое уравнение*).

Решение параболич. ур-ния (2), описывающее амплитуду $A(x, y, z)$ но ё значению $A(x, y, 0)$ в сечении $z=0$, можно представить в виде

$$A(x, y, z) = \frac{ik}{2\pi z} \int \int A(x', y', 0) \times \exp \left\{ -ik \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z} \right\} dx' dy' \quad (3)$$

(дифракция Френселя).

Важным классом решений ур-ния (2) являются гауссовы пучки, моды к-рых имеют автоматический характер, т. е. сохраняют с точностью до масштаба свою структуру в разных сечениях $z = \text{const}$. Осн. гауссов пучок (рис. 2) описывается ф-цией

$$A_{00}(x, y, z) = A_0 \left[1 - \frac{iz}{ka^2(z)} \right]^{-1} \times \times \exp \left\{ -\frac{x^2 - y^2}{2a_0^2(z)} + ik \frac{x^2 - y^2}{2R(z)} \right\}, \quad (4)$$

где A_0 — амплитуда пучка, $a(z) = a_0 (1 + z^2/z_0^2)^{1/2}$ — радиус пучка, $R(z) = -z - z_0^2/z$ — радиус кривизны его фазового фронта, a_0 — радиус пучка в сечении $z=0$. Величину $z_0 = ka_0^2$ наз. д и ф р а к ц и о н н о й п о ч к а : на расстоянии $z = z_0$ радиус пучка равен $a_0 \sqrt{2}$, а радиус кривизны фазового фронта минимален: $|R(z_0)| = = 2z_0$. Геом. расходимость $\theta_1 = a(z)/R(z)$ и дифракц.

расходимость $\theta_{z_1} = 1/k(z)$ гауссова пучка нулевого порядка в сечении z образуют инвариант

$$\theta_z^2 = \theta_{z_1}^2 + \theta_{z_2}^2 = (ka_0)^{-2},$$

равной полной расходимости пучка на бесконечности. При $z < z_1$ в пучке преобладает дифракц. расходимость, а при $z > z_2$ — геометрическая. Поперечная структура пучков высшего порядка $A_{m,n}(x, y, z)$ описывается произведением функций Эрмита соответствующих порядков. Радиусы этих пучков и их расходимости в направлениях x и y в $\sqrt{2m+1}$ и $\sqrt{2n+1}$ раз больше, чем для осн. пучка.

Особенностью осн. гауссова пучка является возможность представления его в виде сферич. волны, выходящей из комплексной точки и имеющей комплексную кривизну $K_k = R_k^{-1}(z) = R^{-1}(z) - [ika^2(z)]^{-1}$. Изменение параметров гауссова пучка, описываемого Ф-лой (4), эквивалентно при таком подходе уменьшению радиуса кривизны R_k сферич. волны на величину $z: R_k(z) = R_k(0) - z$. Сферич. волне сопоставляется матрица

$$Q = \begin{pmatrix} s_{\perp} \\ r_{\perp} \end{pmatrix},$$

образованная вектором $r_{\perp}(x, y)$ пек-рой точки на фронте волны и поперечной проекцией лучевого вектора $s_{\perp} = -r_{\perp}/R_k$ в той же точке. Преобразование гауссова пучка оптич. системой с произвольной матрицей перехода (лучевой матрицей)

$$S = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \det S = 1,$$

как и для сферич. волн, сводится к перемножению матриц S и Q . При этом выходной пучок описывается обычной Ф-лой геом. оптики: $K'_k = (K_k A - B)/(K_k C - D)$.

Квазиоптические системы. Практически важным классом являются периодич. квазиоптич. системы: открытые волноводы (лучевые) и открытые резонаторы. Если S — матрица перехода такой системы, то её собств. волны определяются из решения ур-ния

$$SQ = pQ \quad (5)$$

условием

$$R_k = (A - p)/B = C/(D - p), \quad \text{Im } R_k < 0,$$

где

$$p = (A + D)/2 \pm [(A + D)^2/4 - 1]^{1/2}. \quad (6)$$

При $|A + D| < 2$ собств. значения p комплексны, $|p| = 1$ и собств. волны волновода, согласно (6), являются гауссовы пучки. Это область устойчивости, в к-рой лучи в периодич. системе совершают финитное движение. При $|A + D| > 2$ собственными являются сферич. непоказанные волны. Это область неустойчивости, в к-рой движение лучей инфинитно: $|p_1| < 1, |p_2| > 1$. Примером лучевода может служить периодич. последовательность линз (линзовая линия, рис. 3)

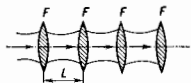


Рис. 3. Линзовый волновод.

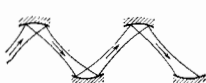


Рис. 4. Зеркальный волновод.

или эллиптич. зеркал (зеркальная линия, рис. 4), осуществляющих последоват. фазовую коррекцию пучка. Область устойчивости таких линий определяется условием $(L/\lambda) < F < \infty$, где F — фокусное расстояние одного элемента линии, L — расстояние между ними. В открытых резонаторах (рис. 5) поле формируется волновыми пучками, многократно

отражающимися от зеркал. Области устойчивости и структуры пучков в резонаторах со сферич. зеркалами определяются ур-нием (5), где под S в общем случае следует понимать лучевую матрицу, отвечающую полному обходу пучком резонатора (см. *Оптический резонатор*).



Рис. 5. Открытые резонаторы.

Квазиоптич. системы открытого типа заменили традиционные в диапазоне СВЧ объёмные резонаторы и волноводы металлические в диапазонах миллиметровых, субмиллиметровых и оптич. волн. Пресные системы оказались непригодными из-за повышения требований к точности изготовления элементов вследствие уменьшения их размеров, снижения электрич. прочности, значит. возрастания потерь в экраняющих проводниках. Исползовать же экраняющие системы с $d > \lambda$ (т.е. сверхразмерные волноводы и резонаторы) трудно вследствие уплотнения спектра собств. волновых чисел (волноводы) или собств. частот (резонаторы), практически сливающихся в сплошной спектр из-за уширения отл. линий. В открытых системах разрежение спектра (селекция мод) происходит из-за отсутствия боковых стенок, что не только ограничивает допустимый диапазон волновых векторов параксиальной области, но и позволяет подбором размеров зеркал или дифракц. увеличивать потери на излучение (дифракц. потери) мод высших типов. В квазиоптич. системах с огранич. коррек-

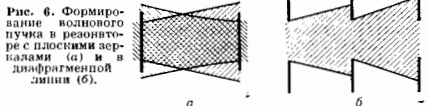


Рис. 6. Формирование волнового пучка в резонаторе с плоскими зеркалами (а) и в дифракционной линзе (б).

торами гауссовы пучки уже не являются собств. модами, структура к-рых определяется теперь из решения ур-ния типа $\Delta u = pu$ с интегральным оператором S , построенным аналогично (3) с учётом фазовой коррекции пучка зеркалами или линзами. Помимо геометрии корректоров в дифракц. системах важную роль играет параметр $N = a^2/\lambda L$, равный квадрату отношения радиуса корректора к радиусу первой зоны Френеля. Этот параметр определяет степень ограничения лучков, а следовательно, и уровень дифракц. потерь. Дифракц. потери, слабо возмущающие структуру волн в открытых волноводах и резонаторах с фокусирующими элементами, полностью формируют её в резонаторах с плоскими зеркалами и эквивалентными им линзах, образованных периодич. последовательностью поглощающих дифракц. (рис. 6). В таких системах устанавливаются собств. структуры волновых пучков, убывающие к краю зеркала или дифракца, что приводит к снижению потерь на излучение.

Параксиальные волновые пучки могут формироваться не только в свободном пространстве, но и в слабобиезородных средах, напр. в рефракционных волноводах, используемых в технике (см. *Волоконная оптика*), и природных (ионосферные и атмосферные волноводы, подводный звуковой канал). Их описывают при помощи параболич. ур-ния

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_{\perp} A, \quad (7)$$

обобщающего ур-ние (2) на случай среды с перем. коэф. преломления $n = n_0(1 + \eta)$, где $\eta \ll 1$. В частности, в волноводах с $n = -\alpha x^2$ (x — поперечная координата) собств. модами по-прежнему являются гауссовы пучки.

Если коэф. преломления зависит от амплитуды поля, то параболич. ур-ние типа (7) применяют для описания поля в нелинейных средах (см., напр., *Самософокусировка света*). Квазиопт. подход на основе ур-ния (7) можно развить и для описания квазимонохроматич. волновых пакетов в диспергирующих средах. На основе соответствующих решений геометрической оптики строится также К. сильно расходящихся пучков и полей около каустик.

Лит.: Леонтович М. А., Об одном методе решения задач о распространении электромагнитных волн вдоль поверхности земли, *Изв. АН СССР, Сер. физ.*, 1964, т. 8, с. 16; М а л о ж и в и е л. Р. А., Развитие представлений о явлении дифракции, «УФН», 1959, т. 69, с. 321; Квазиоптика, пер. с англ. и нем., М., 1966; В а й н ш т е й н Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; М а р к у з е Д., Оптические волноводы, пер. с англ., С. Н. Власов, В. И. Толмош.

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ПОДХОД в квантовой теории поля — метод трёхмерного описания системы неск. частиц в релятивистской квантовой теории. Предложен А. А. Логуновым и А. Н. Тавхелдзе в 1962. Осн. идеи метода проще всего проследить на примере системы двух частиц. В квантовой теории поля (КТП) такая система может быть описана в рамках ковариантного четырёхмерного формализма на основе *Бете — Солпитера уравнения* для четырёхмерной *Грина функции* и двухвременной волновой ф-ции двух частиц. В этом формализме каждой частице приписывается своё индивидуальное время, в результате чего волновая ф-ция не допускает обычного вероятностного толкования (в духе нерелятивистской квантовой механики и крайне усложняется вопрос о граничных условиях по переменной относительского времени). Указанные трудности можно преодолеть, если ввести для всех частиц системы общий инвариантный временной параметр, наравни ось времени по полному 4-импульсу системы. Такое трёхмерное одновременное описание будет явно ковариантно, поскольку полные 4-импульсы замкнутой системы частиц сохраняются. Цель К. п., т. о., состоит в ковариантном обобщении потенц. теории взаимодействия двух (и более) частиц на релятивистский случай, где существенны неуртугие процессы рождения и уничтожения частиц, а также зависимость взаимодействия от скоростей частиц.

В импульсном представлении релятивистская волновая ф-ция $\Psi_{M, P}(p)$ двух частиц удовлетворяет трёхмерному квазипотенц. ур-нию типа ур-ния Шрёдингера (в системе единиц $\hbar=c=1$):

$$(M - \sqrt{m_a^2 + p^2} - \sqrt{m_b^2 + p^2}) \Psi_{M, P}(p) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(p, q; M, P) \Psi_{M, P}(q). \quad (1)$$

Здесь V — квазипотенциал, M — полная энергия двух частиц в системе отсчёта, в k -рой полный трёхмерный импульс двух частиц $P^0=0$, т. е. в системе центра масс (с. ц. м.). Т. о., M имеет смысл массы составной системы и является инвариантной величиной, а полная энергия в произвольной системе отсчёта $P_0 = E = \sqrt{M^2 + P^2}$. Трёхмерные импульсы p и q имеют смысл относительных импульсов в с. ц. м. и могут быть ковариантно образом определены в любой системе отсчёта, m_a и m_b — массы частиц a и b . Ур-нию (1) можно дать простую трактовку — полная энергия (масса) составной системы складается из энергии относит. движения свободных частиц и энергии их взаимодействия. В нерелятивистском пределе ($p^2/m^2 \ll 1$) это ур-ние непосредственно переходит в обычное ур-ние Шрёдингера

$$\left(W - \frac{p^2}{2\mu}\right) \Psi_W(p) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(p, q) \Psi_W(q), \\ W = M - m_a - m_b, \quad \mu = m_a m_b / (m_a + m_b).$$

Квазипотенц. ур-ние достаточно решить в с. ц. м., поскольку волновая ф-ция в произвольной системе от-

счёта ($P \neq 0$) выражается простым образом через волновую ф-цию в с. ц. м.:

$$\Psi_{M, P}(p) = S_a(L_P) S_b(L_P) \Psi_{M, 0}(p), \quad (2)$$

где $S_{a,b}(L_P)$ — матрицы конечномерных представлений *Лоренца группы*, определяемые сингновыми свойствами частиц a и b (точнее, трансформ. свойствами соответствующих операторов полей), L_P — преобразование Лоренца, связывающее указанные выше системы отсчёта. Напр., для частиц со спином $\frac{1}{2}$ матрица

$$S(L_P) = \sqrt{\frac{\varepsilon + M}{2M}} \left(1 + \frac{\alpha \cdot P}{\varepsilon + M}\right), \quad \varepsilon = \sqrt{M^2 + P^2},$$

где α — *Дирака матрица*. Переход в конфигурац. представление осуществляется с помощью трёхмерного преобразования Фурье.

Квазипотенциал $V(p, q; M)$ определяется через амплитуду рассеяния двух частиц $T(p, q; M)$ вне энергетич. поверхности

$$p^2 = q^2 = [M^2 - (m_a + m_b)^2] [M^2 - (m_a - m_b)^2] / 4M^2$$

на основе трёхмерного ур-ния, аналогичного ур-нию для амплитуды рассеяния в нерелятивистской квантовой механике (в с. ц. м.):

$$T(p, q; M) = V(p, q; M) + \int \frac{d^3k V(p, q; M) T(k, q; M)}{(2\pi)^3 (M - \sqrt{m_a^2 + k^2} - \sqrt{m_b^2 + k^2 + i0})}. \quad (3)$$

Отсюда V можно найти итерациями, напр., но теории возмущений, если V содержит малый параметр:

$$V^{(1)}(p, q; M) = T^{(1)}(p, q; M),$$

$$V^{(2)}(p, q; M) = T^{(2)}(p, q; M) -$$

$$\int \frac{d^3k T^{(1)}(p, k; M) T^{(1)}(k, q; M)}{(2\pi)^3 (M - \sqrt{m_a^2 + k^2} - \sqrt{m_b^2 + k^2 + i0})}.$$

Ур-ние (3) обеспечивает, в частности, выполнение условия уругрот (двухчастичной) унитарности для физ. амплитуды рассеяния на энергетич. поверхности (т. е. при учёте только вклада промежуточного уругротного двухчастичного состояния). Квазипотенциал V в конфигурац. пространстве зависит от скорости и неолокален. Кроме того, он зависит от полной энергии системы и является, вообще говоря, комплексной ф-цией. Последние два свойства существенно отличают квазипотенциал от нерелятивистского потенциала. Так, зависимость от энергии приводит к более сложному условию нормировки волновой ф-ции связанного состояния:

$$\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\Psi_M(p)|^2 = 1 + \iint \frac{d^3p d^3q}{(2\pi)^3} \Psi_M^*(p) \left[\frac{\partial}{\partial M} V(p, q; M) \right] \Psi_M(q). \quad (4)$$

Ближайшая часть квазипотенциала характеризует неуртугие процессы в составной системе, знак её является строго определённым и соответствует условию поглощения.

Предполагается, что амплитуда рассеяния $T(p, q; M)$ вне энергетич. поверхности может быть построена (хотя бы приближённо) в рамках КТП, напр. с помощью *Фейнмана диаграмм* в квантовой электродинамике. Наиб. общим методом такого построения является использование т. н. двухвременных ф-ций Грина двух (и более) частиц, широко применяемых в статист. физике. Приравнивание времён частиц в с. ц. м. эквивалентно в импульсном представлении интегрированию по переменной относит. энергии ε в бесконечных пределах. В результате исконая амплитуда рассеяния выражается через четырёхмерную двух-

частичную ф-цию Грина G , используемую в методе Бете — Солпитера (импульсы частиц обозначены на рис.):

$$T(p, q; M) = F(p) F(q) \int \frac{d\epsilon d\epsilon'}{(2\pi)^3} G(\epsilon, p, \epsilon', q; M), \quad (5)$$

$$F(p) = M - \sqrt{m_a^2 + p^2} - \sqrt{m_b^2 + p^2}.$$

Другим, в некоторых случаях более простым методом построения является частичный переход на массовую поверхность, где нужно положить $\epsilon = \epsilon' = 0$ или перейти на массовую поверхность 4-импульса одной из частиц (напр., $p_b^0 = q_b^0 = m_b$).

В рамках K_+ п. могут быть рассмотрены как процессы рассеяния ($M \geq m_a + m_b$), так и связанные состояния

Параметризация 4-импульсов частиц в упругом процессе $a+b \rightarrow a+b$.

($M < m_a + m_b$) двух (и более) частиц. При этом связанные состояния проявляются как полюсы двухвременной ф-ции Грина и амплитуды рассеяния. Квазиотенд. ур-ние (1) широко применяется для расчёта спектра энергии водородоподобных атомов: сверхтонкого расщепления осн. уровня энергии атомов водорода, *моуна* (e^-n^+) и *позитрония* (e^+e^-); тонкой структуры, включая *алъббовский сдвиг*, уровня энергии атома водорода и водородоподобных *моунаных атомов*. Ур-ние (1) успешно применяется для описания т. п. *кваркonia* (— связанного состояния тяжёлых кварка и антикварка). К. п. используются для описания поведения составных систем частиц во внеш. эл.-магн. полях. С высокой степенью точности найден магн. момент водородоподобного атома. Получено представление для матричных элементов локальных операторов токов между связанными состояниями в терминах квазиотенд., волновых ф-ций. В рамках составной кварковой модели адронов найдены асимптотич. выражения для эл.-магн. *форм-факторов* адронов и *структурных функций* глубоко неуровнего Лептон-адронного рассеяния при высоких энергиях, исследовано поведение сечений *циклональных процессов* множественного рождения при высоких энергиях и больших передатках импульса. В рамках К. п. изучаются также ряд вопросов релятивистской ядерной физики. Все полученные результаты хорошо согласуются с эксперим. данными.

Ур-ние (3) с заданным феноменологич. квазиотенд. о конечного радиуса применяется для изучения бинарных (в т. ч. уругух) реакций адронов при высоких энергиях. Выбирая квазиотенд. в виде гладкой, локальной (в конфигурац. пространстве) ф-ции, зависей от энергии, с положительной определённой мнимой частью, удаётся правильно описать осн. свойства рассеяния адронов на малые и большие углы.

Лит.: Логунов А. А., Тавхелидзе А. Н., Фадеев Р. Н., Квазиотендальный подход в квантовой теории поля, в кн.: XII Международная конференция по физике высоких энергий, т. 1, М., 1966, с. 222; Кадышевский В. Г., Тавхелидзе А. Н., Квазиотендальный метод в релятивистской задаче двух тел, в кн.: Проблемы теоретической физики, М., 1969, с. 261; Гарезанини Ф. и В. Р., Матвеев В. А., Слеленко Л. А., Рассеяние адронов при высоких энергиях и квазиотендальный подход в квантовой теории поля, *ФизМЖ*, 1970, т. 1, с. 91; Фадеев Р. Н., Уровни энергии и закономеритатные свойства водородоподобных атомов, там же, 1972, т. 3, с. 238; Квинихидзе А. Н. и др., Интегральные процессы с большими передатками импульсами в нодке составных частиц, там же, 1977, т. 8, с. 478; Р. Н. Фадеев.

КВАЗИСРЕДНИЕ — статистич. средние для систем с вырожденным состоянием статистич. равновесия. К. соответствуют обычным статистич. средним, для

к-рых вырождение снимается бесконечно малым возмущением, нарушающим симметрию гамальтонова. Введение К. необходимо в том случае, когда состояние статистич. равновесия системы имеет более низкую симметрию, чем её гамальтонов (происходит *спонтанная нарушение симметрии*). Понятие К. введено Н. Н. Боголюбовым в 1960.

Напр., для изотропного ферромагнетика в отсутствие магн. поля суммарный спин является интегралом движения. Средний (в обычном смысле) вектор намагниченности M равен нулю вследствие инвариантности системы по отношению к группе вращений спина. Это справедливо также для теми-рых ниже точки Кюри, когда существует спонтанная намагниченность. В действительности величина вектора M отлична от нуля, но его направление может быть произвольным, что означает вырождение состояния статистич. равновесия. Это вырождение можно снять, включив в гамальтонов H внеш. магн. поле v , где e — единичный вектор, параметр $v > 0$: $H_v = H + v(e \cdot M)V$, V — объём системы. Ср. магн. момент единицы объёма, вычисленный с этим гамальтоном, $\langle M \rangle_v = eM_v \neq 0$ при $v \neq 0$. К. магн. момента равно $\lim_{v \rightarrow 0} M_v$ и отлична от нуля при

теми-рах ниже точки Кюри. При построении К. существенно, что $v \rightarrow 0$ после выполнения термодинамич. предельного перехода $V \rightarrow \infty$ при фиксиров. V/N , где N — число частиц. Если эти предельные переходы неустойчивы, то К. равны нулю, это справедливо при теми-рах выше точки Кюри. В общем случае К. оператора A равно $\lim_{v \rightarrow 0} \langle A \rangle_v$, где $\langle A \rangle_v$ — обычные статистич. средние при наличии поля v , снимающего вырождение. Обычные средние равны K , усреднённым по всем направлениям поля. Аналогично вводит К. в теории кристаллов, нарушая симметрию, связанную с пространственными трансляциями и вращениями, в теории сверхтекучести и сверхпроводимости, где нарушают симметрию гамальтонова, связанную с сохранением полного числа частиц; в квантовой теории поля и т. д. Общий способ введения К. таков. Рассматривают макроскопич. систему с гамальтоном H_0 . Додавляют к H бесконечно малые добавки, нарушающие некие законы сохранения (симметрию гамальтонова), получая гамальтонов H_v . Если все ср. значения $\langle A \rangle_v$ получают лишь бесконечно малые приращения, состояние статистич. равновесия наз. невырожденным. Если же некие из средних получают конечные приращения, говорят о вырождении состояния статистич. равновесия. В этом случае вводят К., равные $\lim_{v \rightarrow 0} \langle A \rangle_v$, причём сначала выполняется предельный переход $V \rightarrow \infty$.

К. удобны также для вычисления корреляц. ф-ций, ф-ций Грина и т. п.

Обычный метод теории возмущений, строго говоря, не применим к системам с вырожд. состоянием статистич. равновесия. Для того чтобы воспользоваться теорией возмущений в этом случае, нужно продвигать состояние вниз вырождение и ввести функции Грина, построенные из К.

Лит.: Ахмезер А. И., Пелетминский С. В., Методы статистической физики, М., 1977; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Боголюбов Н. Н., Боголюбов Н. Н. (ср.), Введение в квантовую статистическую механику, М., 1984.

Д. Н. Зубарев.

КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС в термодинамике — бесконечно медленный переход термодинамич. системы из одного равновесного состояния в другое, при к-ром термодинамич. состояние в любой момент времени бесконечно мало отличается от равновесного и его можно рассматривать как состояние *равновесия термодинамического*. Внутр. равновесие в системе при К. в устанавливается значительно быстрее, чем происходит изменение внеш. физ. параметров. 261

Всякий К. п. является обратимым процессом, и наоборот. Для идеальных систем это не всегда так, напр. в механике при консервативных силах (без трения) быстрые процессы могут быть обратимыми. В идеальной жидкости (без вязкости) распространение звука есть быстрый, но обратимый процесс. К. п. — одно из осн. понятий термодинамики, т. е. термодинамич. ф-ции определяют с помощью К. п., а циклич. процессы, составленные из К. п., дают макс. значение работы (см. Карно цикла).

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ (КВАЗИСТАТИЧЕСКОЕ) ПРИБЛИЖЕНИЕ в электродинамике — приближенное описание перем. эл.-магн. поля, справедливое при достаточно медленных его изменениях во времени. Критерием медленности служит условие $\omega T \ll 1$, где T — характерное время изменения поля (напр., период колебаний), ω — время распространения волновых возмущений через рассматриваемую ограниченную область пространства (квазистационарную зону). Квазистационарные электр. поля в первом приближении определяются зарядами, а магнитные — токами, так же как в электростатике и магнитостатике. При этом пренебрегаются эффектами запаздывания, считается, что поля во всей квазистационарной зоне изменяются во времени синхронно с источниками. В следующем приближении учитываются вихревые индукционные поля. Электр. вихревые поля наводятся медленно изменяющимися во времени магн. полями первого приближения, магн. поля — электр. полями. Индукционные поля существенно изменяют характер всего физ. процесса, прежде всего благодаря возникновению в проводящих контурах эдс индукции. Поэтому иногда квазистационарная зона наа. зоны индукции.

В пек-рых квазистационарных системах электр. и магн. поля пространственно разнесены. Простейшим примером является колебательный контур, в к-ром магн. поле сосредоточено в основном в катушке самоиндукции, а электростатическое — в конденсаторе. Однако небольшие добавки индукционного вихревого электр. поля в катушке и магнитного в конденсаторе играют принципиальную роль, обеспечивая переноску электр. энергии конденсатора в магн. энергию катушки и обратно. Цепи с приблизительно разнесенными электр. и магн. полями относят к системам с сосредоточенными параметрами, они обычно допускают описание с помощью дифференц. ур-ний в полных производных.

Примером квазистационарных систем с разделенными магн. и электр. полями могут служить Хорошо проводящие среды, токи проводимости в к-рых заметно преобладают над токами смещения. Для таких систем характерны эффекты прижатия полей к поверхности раздела проводник — диэлектрик (*скин-эффект*), наличие чистого вихревого тока, наводимых в массивных проводниках внеш. полями (*Фуко ток*), и т. д.

* В ирриции К. п. реализуется для полей любой физ. природы: акустич., гравитацион. и т. д. Критерием применимости К. п., как и в случае эл.-магн. систем, является малость параметра ωT .

Лит.: Т. м. И. Е., Основы теории электростатика, 9 изд., М., 1976; Д. а. н. а. у. Л. Д., Физика И. Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ — то же, что метастабильное состояние.

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР — один из типов разрабатываемого в 1980-х гг. термоядерного реактора, к-рый может работать импульсами длительностью масштаба сотен с. Примером К. т. р. является система на основе установки токамак, удержание плазмы в к-рой осуществляется с помощью внеш. магн. поля и поля тока, протекающего по плазме. Длительность импульса определяется возможностью поддерживать ток в плазме индукционными или к.-л. др. способом либо временем накопления продуктов термоядерных реакций.

Осн. недостаток К. т. р. является импульсный характер его работы, при к-ром возникают перем. тепловые и пондеромоторные нагрузки на реактор. Есть принципиальная возможность непрерывно поддерживая ток в плазме токамака введением доплотит. мощности ВЧ-колебаний или пучков быстрых нейтральных частиц, и в этом случае К. т. р. превращается в стационарный. См. также ст. Токамак и Термоядерный реактор.

КВАЗИУПРУГАЯ СИЛА — направленная к центру O сила, модуль к-рой пропорционален расстоянию r от центра O до точки приложения силы ($F = -cr$), где c — постоянный коэф., численно равный силе, действующей на единицу расстояния. К. с. является силой центральной и потенциальной с силовой ф-цией $U = -0,5 cr^2$. Примерами К. с. служат силы упругости, возникающие при малых деформациях упругих тел (отсюда и сам термин «К. с.»). Приближенно К. с. можно также считать касательную составляющую силы тяжести, действующей на матем. маятник при малых его отклонениях от вертикали. Для материальной точки, находящейся под действием К. с., центр O является положением её устойчивого равновесия. Выведенная из этого положения точка будет в зависимости от нач. условий или совершать около O гармонические гармонич. колебания, или описывать эллипс (в частности, окружность).

С. М. Тарг.
КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ — процесс перехода двух частиц в две конечные, когда хотя бы одна из конечных частиц отличается от первичных (напр., $\pi^+ + N \rightarrow \rho^+ + N$).

КВАЗИУРОВНИ ФЕРМИ — энергетич. уровни, характеризующие заполнение разрешенных энергетич. зон носителями заряда в полупроводниках в неравновесных условиях. В состоянии термодинамич. равновесия распределение носителей по энергиям описывается Ферми — Дирака статистикой и определяется темп-рой T и ферми-энергией ϵ_F . При освещении полупроводника или инжекции носителей заряда равновесие нарушается. Однако может возникнуть квазиравновесное состояние. Если времена релаксации импульса и энергии для электронов и дырок намного меньше времени их рекомбинации, то внутри каждой разрешенной энергетич. зоны устанавливается равновесное распределение по энергиям с темп-рой решетки. Однако отношение концентраций электронов и дырок при этом является неравновесным. Это означает, что не существует единого уровня Ферми для всей системы, а каждой зоне соответствует фермиевское распределение для электронов и дырок со «своим» уровнем Ферми:

$$f_0(\epsilon) = \left[1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_F^e}{kT}\right) \right]^{-1},$$

$$f_0(\epsilon) = \left[1 + \exp\left(\frac{\epsilon_F^d - \epsilon}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

(величины ϵ_F^e , ϵ_F^d — расстояния К. ф. от краев зон).

В условиях, когда можно ввести К. ф., соотношение, связывающее концентрации электронов n_0 и дырок p_0 с положением соответствующих К. ф., имеет тот же вид, что и в равновесных условиях:

$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{\epsilon_F^e - \epsilon_F^d}{kT}\right) \quad (2)$$

(n_i — равновесная концентрация носителей каждого знака в собственном полупроводнике), что является обобщением действующего мас закона для квазиравновесной системы. Если имеется достаточно быстрый обмен носителями заряда между зоной проводимости (или валентной зоной) и группой локальных уровней в запрещенной зоне, то для них можно ввести общий К. ф.

Лит.: Бочч-Бруевич В. Л., Калашиков С. Г., Физика полупроводников, М., 1977.

Э. М. Даштеин.

КВАЗИЧАСТИЦА (элементарное возбуждение и с) — фундаментальное понятие квантовой теории многих тел, введение к-рого радикально упрощает физ. картину и методы описания широкого круга процессов в системах многих частиц с сильным взаимодействием, в т. ч. в конденсированных средах (*твёрдое тело, жидкая кристаллическая, плазма, ядро атома*). К.— особый долгоживущий многочастичный комплекс, к-рый, в отличие от обычных (структурных) частиц, составляющих систему, слабо взаимодействует со своим окружением (или, но крайней мере, это взаимодействие сводится к *самосогласованному полю*). Поэтому К. находится в опред. квантовом состоянии со своей волновой ф-цией, энергией, импульсом (в случае кристалла — *квазиимпульсом*), спином и т. д., двигаясь как целое подобно обычной частице (отсюда термин «К»). Будучи коллективным образованием, К. имеет состав, непрерывно обновляющийся при её движении; лишь в предельных случаях этот состав фиксируется как у связанного состояния тина молекулы.

Типы К. По внутр. структуре (при мысленном выключении взаимодействия между частцами) К. делится на 2 класса. О д н о ч а с т и ч н о е возбуждение представляет собой обычную частицу, обросшую «шубой» за счёт взаимодействия с др. возбуждениями. Такая К. состоит из обычной частицы (или дырки, т. е. свободного состояния в энергетич. распределении частиц) и её «шубы» — совокупности др. возбуждений системы (нар. частица — дырка, фононов и т. д.), к-рые К. вовлекает в своё движение. При выключении взаимодействия К. теряет «шубу», превращаясь в «голую» частицу. Примеры одночастичных возбуждений — *электрон проводимости* в твёрдом теле (в ионном кристалле он может увелич. за собой созданную им же самим поляризацию решётки, см. *Полярон*), *нуклон* в атомном ядре (см. *Оболочечная модель ядра*), *фононо-ротонное возбуждение* в жидком ^4He (см. *Сверхтекучесть*). При выключении взаимодействия эти К. переходят соответственно в «голые» электрон, нуклон, атом ^4He . К таким К. можно отнести и распространяющийся по системе заряд. частиц фотон, «шуба» к-рого состоит из испущенных частицами вторичных фотонов.

Коллективное возбуждение (название условно, т. к. любая К.— коллективное образование) представляет собой комплекс, компоненты к-рого равноправны. При выключении взаимодействия эта К. распадается на составные части, к-рые начинают двигаться независимо. К таким К. относятся, напр., *Вальс—Мотта экситон* (связанные состояния электронов проводимости и дырки), *плазмон* (продольное возбуждение в проводящих средах — см. *Плазма, Плазма твёрдых тел*).

Коллективное возбуждение можно рассматривать как квант, отвечающий (в духе *корпускулярно-волнового дуализма*) волновому полю, к-рое описывает коллективные колебания соответствующих степеней свободы системы. Так, *фонон* — квант упругих колебаний, *плазмон* — квант колебаний плотности заряда, *экситон* Френкеля — квант колебаний молекул в молекулярном кристалле (см. *Молекулярные экситоны*), *магنون* — квант колебаний спинов в магнитноупорядоченных системах (см. *Спиновые волны*). Аналогично фононы в кристалле — кванты колебаний *кристаллической решётки*. При выключении взаимодействия между частцами фотон распадается, превращаясь в совокупность независимых движений частиц, составляющих кристалл.

Существуют и более сложные К., представляющие собой комбинация перечисленных выше. Если у двух типов К. в данной системе имеются близкие значения энергии и импульса, то происходит смешивание (гибридизация) таких К. с образованием двух новых К., каждая из к-рых обладает чертами обеих исходных К. Так, смешивание фотона с экситоном или оптич. фононом ведёт к *поляритонам* (светокситонам);

смешиванию фотона и магнона отвечает К., наз. *светомэгнон*, смешиванию магнона и поперечного фонона — квант *магнитоупругих волн*.

Концепция К., формирование к-рой связано с именем Л. Д. Ландау (1941—52), позволила свести сложную динамику системы сильно взаимодействующих частиц к более простой динамике совокупности квазиинвариантных объектов. В методе самосогласованного поля такими объектами были сами структурные частицы системы, что позволяло описать лишь часть (самосогласованную) взаимодействия между ними. Переход к К. даёт возможность учесть оставшуюся коррелирующую часть взаимодействия. Практически проблема сводится к рассмотрению газоподобной системы К., что позволяет описывать мн. равновесные и неравновесные свойства систем с сильным взаимодействием с помощью относительно простых методов статистич. термодинамики и кинетики газов.

Сказанное относится, в частности, к определению тех характеристик системы, к-рые описывают её реакцию (отклик) на внеш. воздействия, ведущие к возбуждению системы: нагреванию (однородное по объёму и отвечающее пост. градиенту температуры), приложению разности потенциалов, приведение системы в движение и т. п. Переход системы из основного в близкое по энергии слабо возбуждённое состояние можно свести к рождению внутри системы нек-рого числа квантов возбуждения — К. (отсюда второе назв. К.— «элементарное возбуждение»). Указанные выше характеристики системы определяются динамикой газа таких К. Так, теплоёмкость твёрдого тела сводится к сумме теплоёмкостей газа фононов (см. *Решёточная теплоёмкость*), газа электронов проводимости и соответствующих «квазидронов» (см. *Электронная теплоёмкость*) и т. д. Эти же возбуждения определяют коэф. тепло- и электропроводности твёрдого тела. Вязкость жидкого ^4He можно найти рассмотрением газа К.— фононов и ротонов. Магнитическая ферромагнетика при $T > 0\text{ K}$ складывается из его намагнитичности при $T = 0\text{ K}$ и суммарного магн. момента газа магнонов.

Концепция К. существенно упрощает и решение мн. задач, относящихся к процессу взаимодействия системы мн. частиц с внеш. частцей, позволив свести этот многочастичный процесс к элементарному акту превращения внеш. частицы в К. (или рождения её новых К.). Так, поглощение фотона молекулярным кристаллом сводится (при опред. условиях) к превращению фотона в экситон Френкеля; *Черенкова — Вавилова излучение* быстрой частицы в среде отвечает испусканию частицей фотона, разрешённому законами сохранения энергии и импульса в случае сверхсветовой скорости частицы в среде. Аналогично упрощается описание движения внутри системы влетающей в неё внеш. частицы и, наоборот, распада системы с вылетом из неё одной из входящих в её состав частиц. Внеш. частица переходит внутри системы в К., и её движение описывается ур-нием Шрёдингера для К. в эффективном внеш. поле (оптич. потенциал в теории *ядерных реакций*, см. *Оптическая модель ядра*), распавшая же частица возникает из соответствующей К., свойства к-рой определяют характеристики распада (его спектр, время жизни и т. п.).

Характеристики К. Для практич. применения концепции К. необходима информация о пределах её применимости, о величинах, характеризующих К., и т. п. В микроскопич. подходе эту информацию дают хорошо разработанные квантово-полевые методы теории мн. тел (см. *Грина функция*). В феноменологич. теориях, для к-рых концепция К. служит исходным пунктом, напр. в теории сверхтекучести, ферми-жидкости (применительно к электронам металла и нуклонам ядерного вещества), эта информация заимствуется из опыта.

Первичной характеристикой К. служит её *спин*. К. с целым спином (фотон, фонон, ротон, экситон, плазмон, магنون, пара Купера, поляритон и др.) подчиня-

ются *Бозе — Эйнштейна статистике*; при возбуждении системы они могут рождаться поодиночке. К. с полупроводящим сивым (электрон, нуклон, нейтрон и др.) удовлетворяют *Ферми — Дирака статистике* и должны рождаться и исчезать парами, чтобы изменение полного момента количества движения системы было кратное величине \hbar . Это относится к возбуждению системы при неизменном числе её частиц, т. е. в отсутствие «лишней» или распадной частицы (см. выше). В простейшем случае однородной изотропной системы и $T=0$ К эта пара состоит из К. с импульсом $p > p_0$ и квазидырки с импульсом $p < p_0$, где $p_0 = \hbar$ (6 $\pi^2 n/g$)^{1/2}, g — фактор вырождения уровня, как и в идеальном газе (Латтинджер — Уорда теорема). Возбуждение системы сводится тем самым к переходу К. из заполненной области импульсного пространства в незаполненную. Качеством эта картина сохраняет свою силу и в случае кристалла, хотя при этом меняется геометрия *ферми-поверхности*, отделяющей заполненную К. область от незаполненной, и даже её топология.

Др. важной характеристикой К. является закон дисперсии — зависимость её энергии \mathcal{E} от импульса (или квазиимпульса) p , а также спектр возбуждений системы, т. е. мнж. энергии, отвечающая возбуждению системы с данным импульсом и с рождением К. данного типа. Для возбуждений бозевского типа понятие «спектр возбуждения» и *дисперсия закон* К. совпадают; для возбуждений фермиевского типа спектр возбуждений равен сумме законов дисперсии К. (положительного) и квазидырки (отрицательного). Закон дисперсии К. определяется гл. обр. характером взаимодействия между структурными частицами системы (если существует самосогласованное взаимодействие между К., т. е. от темп-ры системы). В микроскопич. подходе закон дисперсии определяется полюсом соответствующей ф-ции Грина (G) в импульсно-энергетич. представлении $G(\mathcal{E}, p)$ в нижней полуплоскости энергии \mathcal{E} :

$$G^{-1}[\mathcal{E}(p), p] = 0. \quad (1)$$

Для К. фермионного типа, напр. электрона и нуклона, имеется в виду одночастичная фермионная ф-ция Грина; для К. типа экситона Ванье — Мотта или плазмона — парная ф-ция Грина типа «частица — дырка».

Как правило, закон дисперсии, определяемый (1), является мнимой ф-цией: $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_0(p) - i\Gamma(p)$ с отрицат. мнимой частью. Волновая ф-ция К. пропорциональна $\exp[-i\mathcal{E}(p)t/\hbar]$, где t — время, и содержит фактор $\exp[-\Gamma(p)t/\hbar]$, к-рый описывает «распад» К., т. е. всевозможные процессы, ведущие к её «уходу» из начального состояния. Поэтому величина Γ имеет смысл «затухания» К., а обратная величина \hbar/Γ — её времени жизни. Величина \hbar/Γ играет важную роль для формулировки критерия применимости концепции квазичастицы; К. действительно представляет собой многочастичный комплекс, движущийся квази-независимо, если его время жизни велико, т. е. «затухание» Γ мало:

$$\Gamma \ll \mathcal{E}_0. \quad (2)$$

Для выполнения (2) необходимо, чтобы система находилась в слабо возбужденном состоянии, т. е. чтобы импульсы бозевских возбуждений были малы (длинноволновой случай), а импульсы фермиевских возбуждений были близки к величине p_0 ; при этом распад (превращение её в др. К.), если и разрешён, то отвечает малому фазовому объёму, а рассеяние К. друг на друге играет малую роль в силу малости их концентрации. Для термических возбужденной системы сказанное отвечает случаю относительно низких темп-р.

Хотя К. и является коллективным образованием и имеет сложную структуру, наличие жёсткой связи её

энергии с импульсом движения как целого роднит К. (при $\Gamma \ll \mathcal{E}_0$) с обычной частицей, позволяя, в частности, ввести скорость К.: $v = \partial \mathcal{E}_0(p)/\partial p$, эффективную массу $m = \hbar^2 \partial^2 \mathcal{E}_0(p)/\partial p^2$ и др. Мн. К. имеют непрерывный спектр возбуждения, для к-рого $\mathcal{E}_0(p) = 0$ при некром p (обычно при $p=0$); среди них выделяются К. с акустич. спектром $\mathcal{E}_0 = vp$ при малых p . К ним относятся, в частности, К., отвечающие колебаниям тех степеней свободы, но к-рым в системе произошло *спонтанное нарушение симметрии* (см. *Голдстоуна теорема*). Эти К. не имеют порога рождения и появляются в системе при сколь угодно малой энергии возбуждения. Непрерывный спектр имеют акустич. фононы (их спектр определяется показателем преломления среды), нек-рые типы магнонов и др., а также пары К. — квазидырка в сверхпроводящем веществе, энергии к-рых стремятся к 0 при приближении импульсов их компонент к поверхности Ферми.

У остальных К. по разным причинам в спектре возбуждения появляется энергетич. щель, равная минимальному (отличному от 0) значению ф-ции $\mathcal{E}_0(p)$. Для рождения таких К. нужно преодолеть энергетич. порог, равный ширине щели (отсюда, напр., следует, что их вклад в теплоёмкость системы в области низких темп-р экспоненциально мал). К ним относятся плазмоны, у к-рых возникновение щели связано с дальностью Кулоновских сил, оптич. фононы, экситоны, ротоны, магноны и т. д. Энергетич. щель, равную ширине запрещённой зоны \mathcal{E}_g , имеют и электроны в диэлектриках и полупроводниках (см. *Зонная теория*). Важнейшим примером возбуждения с энергетич. щелью могут служить К. в сверхпроводниках, где для разрыва пары Купера и появления К. в свободном состоянии необходимо затратить конечную энергию.

Важную роль играют также характеристики, к-рые описывают взаимодействие К. с др. К., с примесями и дефектами решётки и т. л. (амплитуды и сечения рассеяния), а также характеристики, к-рые определяют длину свободного пробега К., входящую в выражения для кинетич. коэф. системы.

Термодинамика газа К. Знан характеристики К., можно почить термодинамич. описание системы мн. частиц с сильным взаимодействием при $T \neq 0$ К, исходя (в первом приближении) из картины *идеального газа К.* В основе такого описания лежит ф-ция распределения К. по импульсам $n(p)$, к-рая входит в выражения для полной энергии системы:

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_{0n} + \sum_p n(p) \mathcal{E}(p) \quad (3)$$

(\mathcal{E}_{0n} — энергия при $T=0$ К) и её энтропии:

$$S = -k \sum_p \{n(p) \ln n(p) - [n(p) + 1] \ln [1 + n(p)]\}, \quad (4)$$

отвечающие модели идеального газа К. (знаки + и — соответствуют К. фермиевского и бозевского типа). Минимум свободной энергии $F = U - TS$ по $n(p)$ ведёт к выражениям для равновесной ф-ции распределения:

$$n(p) = \{\exp[\mathcal{E}(p)/kT] \pm 1\}^{-1}, \quad (5)$$

к-рые совпадают с обычными распределениями Ферми и Бозе с равным нулю *химическим потенциалом* (число К. не фиксировано, а само определяется условиями равновесия). Выражения (3) — (5) и содержат полную термодинамич. информацию о системе (в частности, *теплоёмкость* системы определяется общим выражением $C_V = TdS/dT$).

К. и квантовая теория поля. В релятивистской теории систем мн. частиц последние рассматриваются как бесструктурные объекты с заданными свойствами, что и лежит в основе их отличия от коллективных образований — К. Однако с точки зрения *квантовой теории поля* и обычные частицы (электроны, фотоны и т. п.) непрерывно взаимодействуют с ф-ц. *вакуумом*,

приобретают за счёт этого внутр. структуру и поэтому нивем в принципе не отличающ от К.

Лит.: Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Далекоширинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Киржниц Д. А., Пользовательские методы теории многих частиц, М., 1963; Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 3 изд., М., 1983; Паиве Д., Элементарные возбуждения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1963; Каганов М. И., Лифшиц Л. П., М., Квантовые системы, М., 1976; Д. А. Горьков.

КВАЗИЭНЕРГИЯ — ф-ция времени, характеризующая состояние квантово-смешанной системы, гамилтонова к-рой является периодич. ф-цией времени. Используются, напр., при рассмотрении движения заряд. частиц в периодич. эл.-магн. поле достаточно большой частоты (в поле лазера).

Понятие К. частицы было введено в работах [1], [2] (по аналогии с понятием *квазиимпульса* электрона в кристалле) на основе существования в нек-рых случаях у периодич. гамилтонова частицы $\hat{H}(t)$ симметрии относительно сдвигов по времени на постоянную величину. величину τ , т. е. $\hat{H}(t+\tau) = \hat{H}(t)$. Стационарные гамилтоновы обладают такой симметрией при произвольных τ , поэтому волновая ф-ция частицы $\psi(x, t)$ для стационарного состояния всегда может быть построена с выделением экспоненц. множителя, зависящего от времени характерным образом (и отвечающего одномерным унитарным неприводимым представлениям группы непрерывных одномерных трансляций по времени):

$$\psi_n(x, t) = \exp(-iE_n t/\hbar) \tilde{\psi}_n(x),$$

где E_n — энергия состояния из дискретного или непрерывного спектра гамилтонова, x — координаты системы. В случае периодич. симметрии гамилтонова по времени с действит. периодом τ , в полной аналогии со случаем симметрии относительно пространств, сдвигов, согласно *Блоха теореме*, волновая ф-ция для квазиэнергетич. состояния также всегда может быть представлена в виде

$$\tilde{\psi}_n(x, t) = \exp(-i\tilde{E}_n t/\hbar) \tilde{\psi}_n(x, t),$$

где $\tilde{\psi}_n(x, t)$ симметрична относительно сдвигов по времени на период, кратный τ : $\tilde{\psi}_n(x, t+\tau) = \tilde{\psi}_n(x, t)$, \tilde{E}_n , по определению, — К. частицы, а экспоненц. множитель отвечает одномерному унитарному неприводимому представлению группы дискретных трансляций по времени. Спектр К. системы \tilde{E}_n может быть как дискретным, так и непрерывным; при $\tau=0$ он совпадает со спектром энергий. Спектр К. и волновые ф-ции квазиэнергетич. состояний построены в явном виде для небольшого числа квантовых систем, в частности для многомерных (N -мерных) систем с гамилтономом, представляемым в виде квадратичной формы по операторам координат и импульсов с периодическими по времени коэффициентами [3]. В этом случае спектр К. связан со структурной *симплектической группой* $ISP(2N, R)$ динамической симметрии таких гамилтонов и может быть как чисто дискретным или чисто непрерывным, так и смешанного типа, когда часть индексов, метящих состояние с заданной К., дискретна, а часть непрерывна. Для нек-рых квантовых систем с тремя величинами τ может быть чисто мнимой: $\tau = i\tau_0$ (где τ_0 — вещественно), так что $\hat{H}(t+i\tau_0) = \hat{H}(t)$. Для таких систем квазиэнергетич. состояния переходят в т. н. лосс-энергетические, отвечающие системе с затуханием (с потерями энергии), а спектр К. становится спектром лосс-энергий [4].

Лит.: 1) Зельдович Я. Б., Квазиэнергия квантовой системы, порождающейся периодическим воздействием, «ЖЭТФ», 1966, т. 51, с. 1482; 2) Рит у В. И., Сдвиг и расщепление атомных уровней полем электромагнитной волны, там же, с. 1544; 3) Малкин И. А., Маныко В. И., Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М., 1979; 4) Бродово В. Ч., Малкин И. А., Loss energy states of nonstationary quantum systems, «Новое Стыр», 1978, в. 44 В, р. 265.

В. И. Маныко.

КВАНТ ДЕЙСТВИЯ — то же, что *Планка постоянная*.

КВАНТ МАГНИТНОГО ПОТОКА — мин. значение магнитного потока Φ_0 через кольцо сверхпроводника с током, обусловленным движением куперовских пар электронов (см. *Купера эффект*, *Сверхпроводимость*); одна из фундамент. физ. констант. $\Phi_0 = h/2e = 2,0678506 \cdot 10^{-15}$ Вб (на 1984). Значение Φ_0 определено на основе *Джозефсона эффекта*.

КВАНТ СВЕТА — то же, что *фотон*.

КВАНТОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА — дискретность значений магнитного потока Φ , проходящего через неоднородный сверхпроводник (напр., сверхпроводящее кольцо) [1]. Магн. поток имеет значения, кратные кванту потока $\Phi_0 = h/2e = 2,0678506 \cdot 10^{-15}$ Вб. Экспериментально К. м. и. было обнаружено в 1961 [2, 3]. К. м. п. принадлежит к той же группе макроскопич. в квантовых эффектах в сверхпроводниках, что и *Джозефсона эффект*.

Согласно теории *сверхпроводимости*, сверхпроводящие (спаренные) электроны, создающие ток (см. *Купера эффект*), обладают единой *волновой функцией*, характеризующейся нек-рой фазой φ (фазовая когерентность сверхпроводящих электронов). Наличие фазовой когерентности обусловлено К. м. п.

В замкнутом сверхпроводящем кольце (рис.) разность фаз волновой ф-ции между точками А и В, $\varphi_{AB} = \varphi_A - \varphi_B$, удовлетворяет соотношению Джозефсона:

$$\hbar (\partial \varphi_{AB} / \partial t) = -2eV, \quad (1)$$

где V — разность потенциалов между точками А и В контура l (контур изображён штриховой линией). С др. стороны, согласно закону *электромагнитной индукции*, напряжение между точками А и В

$$V = -\partial \Phi / \partial t, \quad (2)$$

где Φ — магн. поток, заключённый внутри контура l . Из ур-ний (1) и (2) следует, что

$$\varphi_{AB} - 2\pi (\Phi / \Phi_0) = \text{const.}$$

Постоянная интегрирования в этом выражении связана со скоростью сверхпроводящих электронов, что следует из квантово-механич. выражения для скорости куперовских пар:

$$v_s = \frac{\hbar}{2m} \left(\nabla \varphi - \frac{2e}{\hbar} A \right),$$

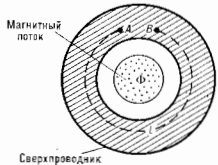
где m — масса электрона, A — вектор-потенциал эл.-магн. поля. Интегрирование v_s по контуру l между точками А и В даёт след. выражение:

$$\varphi_{AB} - 2\pi (\Phi / \Phi_0) = (2m/\hbar) \oint v_s dt. \quad (3)$$

Если сверхпроводящее кольцо выполнено из массивного сверхпроводника толщиной больше *глубины проникновения* магн. поля, то, в силу *Мейснера эффекта*, в глубину сверхпроводника ток отсутствует и $v_s = 0$. Следовательно, в массивном сверхпроводнике

$$\varphi_{AB} - 2\pi \Phi / \Phi_0 = 0.$$

В силу однозначности волновой ф-ции разность фаз при совмещении точек А и В должна быть кратной 2π , т. е. $\varphi_{AB} - 2\pi l$, где l — целое число. Т. о., магн. поток, проходящий через контур l (кольцо), оказывается квантованным: $\Phi = \Phi_0 l$. При этом мейснеровские токи, экранирующие магн. поле внутри сверхпроводника, распределяются так, что не пускают «лишние» магн. силовые линии внутрь кольца.



Фундаментальности явления К. м. н. скazujeется, напр., в существовании *квантованных выхри* в сверхпроводниках второго рода, определяющих эл.-магн. свойства большого класса сверхпроводников. К. м. п. наряду с эффектом Джозефсона составляет основу работы сверхпроводящих квантовых интерферометров (*скайдов*) и др. сверхпроводящих криогенных приборов [4, 5].

Родственным эффектом К. м. н. является неполное квантование магн. потока в тонком сверхпроводящем кольце. Если кольцо выведено из сверхпроводника толщиной меньше глубины проникновения магнитного поля, то скорость сверхпроводящих электронов в нём вьюду отлична от нуля. Из выражения (3) следует, что

$$v_s = \frac{\hbar}{2mR} \left(n - \frac{\Phi_0}{\Phi_0} \right), \quad (4)$$

где R — радиус кольца. Целое число n принимает такие значения, при к-рых скорость имеет во возможности наименьшую величину. Т. о., выражение (4) определяет осциллирующую зависимость v_s от магн. потока с периодом Φ_0 . Наличие внутреннего движения сверхпроводящих электронов скazujeется на температуре T_c перехода в сверхпроводящее состояние, что приводит к осциллиционной зависимости T_c и связанных с ней характеристик (напр., сопротвления) от магнитного поля.

Лит.: 1) L o n d o n F., Superfluids, 2 ed., v. 1, N. Y., 1964; 2) D o l l R., N ä b a u e r M., Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 51; 3) D e a v e r V. S., J. F., F a i r b a n k W. M., Experimental evidence for quantized flux in superconducting cylinders, там же, p. 43; 4) Р о з а - И н с А., Р о д е р и к Е., Введение в физику сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1972; 5) Б а р о н е А., П а т е р н о Д., Эффект Джозефсона. Физика и приложения, пер. с англ., М., 1984.

КВАНТОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ — направление в квантовой теории поля (КТП), основанное на гипотезе о дискретной (квантованной) структуре пространственно-временного мира в области малых масштабов. Линейный размер «кванта пространства» интерпретируется как новая универсальная постоянная теории — *фундаментальная длина* (также элементарная, мин. длина) l . С точки зрения данного подхода стандартной КТП отвечает предельный случай $l=0$. Это находится в соответствии с принятой в КТП геом. концепцией пространства-времени, согласно к-рой микроскопич. пространственные расстояния качественн. ничем не отличаются от макроскопических, а течение времени в ультракоротких интервалах такое же, как в интервалах произвольно большой длительности. Такая «классическая» геом. картина пока подтверждается всей совокупностью опытных данных, полученных в экспериментах с элементарными частицами, в т. ч. и при высоких энергиях. Частицы высоких энергий $E \gg mc^2$ (m — масса частицы, c — скорость света) служат наиболее подходящим инструментом для зондирования возможной «зернистости» структуры пространства, т. к. им соответствует диапазон очень коротких волн де Бройля $\lambda = \hbar/cE$ (\hbar — постоянная Планка), позволяющих видеть сверхмалые расстояния. Эксперим. обнаружение нового фундам. масштаба l , свидетельствующего о существовании специфич. атомыма пространства-времени, означало бы, что в познании природы сделан новый шаг, соизмеримый по своему значению с открытием квантовых свойств материи. Пока, однако, гипотеза о К. п. в. опирается лишь на теоретич. аргументы. Самый популярный из них — существование в стандартной КТП т. н. ультрафиолетовых расходимостей, т. е. бесконечно больших величин, возникающих в результате прямого применения ур-ий КТП в области очень малых пространственно-временных расстояний, или, что эквивалентно, в области очень больших энергий и импульсов. Было замечено, что указанные расходимости не появляются вовсе, если сверхмалые расстояния исключить из теории

с самого начала. Этого можно достичь, напр., нутём замены непрерывного пространства-времени четырехмерной ретшёткой, узлам к-рой отвечают дискретные значения координат и времени: $x = n_1 l$, $y = n_2 l$, $z = -n_3 l$, $t = n_4 l/c$ (n_1, \dots, n_4 — произвольные целые числа). Однако в такой теории отсутствует релятивистская инвариантность, нарушаются стандартные законы сохранения энергии, импульса, момента импульса. Сопр. версии таких теорий — т. н. калибровочные теории квантового поля на ретшётке (см. Ретшечный метод) — применяются в качестве схем, позволяющих понять на качеств. уровне специфику калибровочных КТП, а также используются в квантовой хромодинамике для расчётов на ЭВМ методом Монте-Карло.

В более последоват. варианте К. п. в., согласующемся с требованиями теории относительности, координатам и времени ставятся в соответствие некоммутативные операторы \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} и \hat{t} , к-рые могут быть выбраны так, что либо \hat{t} , либо каждая из величин \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} имеют целочисленный спектр собственных значений в единицах l/c и l соответственно. В матем. отношении здесь имеется аналогия с квантовой механ. теорией момента количества движения.

Невозможность одноврем. приведения величин \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} и \hat{t} к диагональному виду чрезвычайно затрудняет развитие аппарата КТП в таком квантованном пространстве-времени. Оказывается, однако, что пространство энергип-импульса в данном случае является расширенной четырёхмерной структурой Лобачевского и может служить адекватной основой для последовательной релятивистской формулировки КТП, в к-рой выполнены все стандартные законы сохранения. При этом постоянная l , определяющая кривизну импульсно-энергетич. пространства Лобачевского, с самого начала выступает как фундам. параметр теории. В области «сравнительно небольших» энергий $E \ll \hbar c/l$ новая теория совпадает с прежней. Но при «сверхвысоких» энергиях $E \gg \hbar c/l$ мн. её выводы и предсказания кардинально отличаются от того, что вытекает из традиционной КТП.

Как отмечалось, одной из побудит. причин для введения квантованного пространства-времени явились трудности с УФ-расходимостями в КТП. Известно, однако, что наиб. важные реалистич. теории поля — квантовая электродинамика, квантовая хромодинамика, теория электрослабого взаимодействия и т. д. — принадлежат к классу т. н. перенормируемых теорий, в к-рых существование расходимостей не мешает проведению количеств. расчётов с любой степенью точности. Успехи этих теорий в описании имеющихся эксперим. данных не являются аргументом против существования фундам. длины l . Они свидетельствуют лишь о том, что совр. физика высоких энергий ещё далеко отстоит от того рубежа, за к-рым могут проявиться новые геом. свойства пространства-времени.

Лит.: В а л ь в е в А. Н., Дискретное пространство-время, М., 1965; Б л о ж и н е в Д. И., Пространство и время в микромире, М., 1970; К а д а ш е в с к и й В. Г., Квантовая теория поля и импульсное пространство постоянной кривизны, в кн.: Проблемы теоретической физики, М., 1972, с. 52; К а д а ш е в с к и й В. Г., Новый подход к теории электромгнитных взаимодействий, «ФУАН», 1980, т. 11, с. 5.

В. Г. К а д а ш е в с к и й.

КВАНТОВАННЫЕ ВИХРИ в гелии — линейные особенности параметра порядка в сверхтекучем ^4He ($\text{He}-\text{II}$) и сверхтекучих фазах ^3He .

К. в. в $\text{He}-\text{II}$ — вихревые линии в жидкости, на к-рых нарушена сверхтекучесть; циркуляция скорости v_s сверхтекучей фазы по замкнутому контуру, охватывающему линию вихря, квантована: $\oint v_s dr = \kappa n$, где $\kappa = \hbar/m_4 = 0,997 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ — квант циркуляции, \hbar — постоянная Планка, m_4 — масса атома ^4He , n — целое число [Д. О н с а г е р (L. Onsager), 1948; Р. Фейнман (R. Feynman), 1953]. Существование К. в. — следствие вырождения состояний $\text{He}-\text{II}$, задаваемых параметром

порядка $\psi(r) = |\psi|e^{i\varphi}$, но фазе φ . Здесь $|\psi|^2 = \rho_s$ — плотность сверхтекучего компонента. Скорость сверхтекучего движения $v_s = (\hbar/2m_s)\nabla\varphi$, и циркуляция v_s по замкнутому контуру ирроти, изменяю фазы, равно $2\pi\hbar$. В случае цилиндричного вихря $v_s = \kappa/2\pi r$, где r — расстояние от оси вихря. При $r \rightarrow 0$ плотность кинетич. энергии сверхтекучего движения $\rho_s v_s^2/2$ остаётся конечной благодаря разуплотнению сверхтекучего состояния на оси вихря (где $\rho_s = 0$).

Квантование циркуляции — фундам. свойство He — II. Оно запрещает как непрерывное уменьшение интенсивности вихрей под действием вязкости, так и рождение вихрей с произвольной величиной циркуляции, что обеспечивает несотухающий характер сверхтекучего движения. Существование конечной критич. скорости v_c течения сверхтекучего He — II по тонким трубкам обусловлено рождением К. в. при достижении потоком скорости $v_c = (\kappa/2\pi R) \ln(R/a)$ — толщина ядра вихря, R — радиус капилляра). Движением К. в. обусловлено также трение между сверхтекучим и нормальным компонентами и квантование разности давлений в сосудах, сообщающихся через достаточно узкое отверстие (механич. аналог *Джозефсона эффекта*).

Из квантования циркуляции скорости при обходе оси вихря следует, что К. в. не могут оканчиваться внутри жидкости, они либо пронизывают весь сосуд, либо образуют замкнутые вихревые кольца. Динамика вихревых колец изучалась в экспериментах с ванами, инжектируемыми в He — II. Прямолinéйные вихри наблюдаются в экспериментах с He — II во вращающихся сосудах.

Условие потенциальности сверхтекучего течения ($\text{rot } v_s = 0$) запрещает твердотельное вращение сверхтекучего компонента в сосуде, вращающемся с угл. скоростью Ω , поскольку в этом случае $v_s = [\Omega r]$ и $\text{rot } v_s = -2\Omega$ (не равен нулю). Вращат. движение передается сверхтекучему компоненту посредством вращающейся вместе с сосудом двумерной периодич. решётки вихревых нитей, оси к-рых параллельны вектору угл. скорости вращения сосуда. Такая вихревая решётка подобна решётке квантованных вихрей в сверхпроводниках 2-го рода в магн. поле (А. А. Абрикосов, 1957). Распределение скорости в решётке вихрей в среднем имитирует твердотельное вращение сверхтекучего компонента так, что число вихрей N , пронизывающих площадь поперечного сечения сосуда S , каждый из к-рых несёт один квант циркуляции, находится из условия $\kappa N = 2\Omega S$, что даёт $N/S = 2000$ вихрей/см² при $\Omega = 1$ рад/с. Вихревые решётки — общее явление для всех вращающихся сверхтекучих жидкостей: He — II, сверхтекучих А- и В-фаз ³He, вращающихся нейтронных звёзд-пульсаров.

К. в. в сверхтекучей А-фазе ³He — частный вид линейных особенностей поля параметра порядка этой фазы. Существование линейных особенностей — следствие вырождения состояний А-фазы, характеризуемых параметром порядка $A_{\alpha i}(r) = \Delta(T) d_{\alpha}(r) \Delta_i(r)$ по ориентациям векторов d и Δ . Единичный спиновый вектор d определяет направление осей квантования спинов куперовских пар (спин пары $S=1$), равномерно распределённых в плоскости, перпендикулярной d . $\Delta = \Delta' + i\Delta''$ — комплексный вектор, Δ' и Δ'' — единичные ортогональные векторы, определяющие направление $l = [\Delta' \Delta'']$ — орбитального момента куперовских пар (момент пары $L=1$), $\Delta(T)$ — множитель, зависящий от темп-ры.

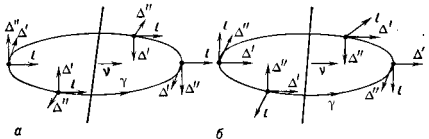
Движение центров масс куперовских пар в А-фазе ³He не отделяемо от внутр. вращат. движения атомов в куперовских парах. Поэтому сверхтекучее движение в А-фазе непотенциально:

$$v_s = (\hbar/2m_s) \Delta'_i \nabla \Delta'_i,$$

$$(\text{rot } v_s)_i = \frac{\hbar}{4m_s} \epsilon_{ijk} l_j \frac{\partial l_k}{\partial x_j} \chi \frac{\partial l_i}{\partial x_k}.$$

[Н. Д. Мермин, Т.-Л. Хо (N. D. Mermin, T.-L. Ho), 1976.] Циркуляция сверхтекучей скорости v_s в А-фазе ³He не квантуется. Тем не менее в А-фазе существуют устойчивые особые линии, на к-рых разрушена сверхтекучесть.

Топология. Анализ особых линий (Г. Е. Воловик, В. П. Минеев, 1976) позволил разбить их на классы, включающие линии, преобразующиеся (в каждом классе) друг в друга непрерывным преобразованием поля параметра порядка. Линия, принадлежащая разл. классам, нельзя перевести друг в друга (или в линию без особенностей на оси) непрерывной деформацией поля параметра порядка. Типичны три класса устойчивых особых линий в А-фазе ³He. 1-й класс — линия, при обходе к-рых по замкнутому контуру γ тройка векторов Δ' , Δ'' , l совершает поворот на угол 2π вокруг фиксированного направления, произвольно ориентированного в пространстве. Все особые линии L из этого класса эквивалентны, т. е. преобразуются друг в друга непрерывной деформацией векторного поля (Δ' , Δ'' , l). В част-



ности, если ось поворота γ совпадает с l (рис. а), то особая линия представляет собой вихрь с одним квантом циркуляции $\oint v_s dr = \hbar/2m_s = 0,662 \cdot 10^{-3}$ см²/с. Если γ совпадает с Δ' (рис. б), то особая линия представляет дисклинацию целой силы в поле векторов Δ'' и l . Циркуляция v_s вокруг такой особой линии равна нулю. Слияние двух особых линий из этого класса приводит к несобой конфигурации поля параметра порядка, т. е. к восстановлению сверхтекучести на линии особенности. В частности, слияние двух особых вихрей с 1957) квантом циркуляции приводит к образованию вихревого течения с непрерывным распределением завихренности. Во вращающейся А-фазе ³He методами ЯМР обнаружены непрерывные вихри с двумя квантами циркуляции по границе элементарной ячейки вихревой решётки. 2-й и 3-й классы — всевозможные особые линии L , при обходе к-рых по замкнутому контуру вектор d меняется на $-d$, а Δ на $\Delta e^{\pm i\pi} = -\Delta$. Особые линии этих классов представляют составные вихри с $\pm 1/2$ (половиной) кванта циркуляции сверхтекучей скорости и дисклинации полудцелой силы в поле вектора d . Отдельное существование такого рода особенностей в полях d и Δ невозможно. Слияние двух особых линий из класса 2-го (или из класса 3-го) приводит к особым линиям из класса 1-го. Слияние особых линий из класса 2-го и из класса 3-го приводит к несобой конфигурации поля параметра порядка.

В А-фазе ³He возможно также существование объектов, подобных монополям, — вихрей с двумя квантами циркуляции, оканчивающихся в объёме с жидкостью в точке с точечной топологией, особенностью — «ежом» в поле вектора l . Когда такой вихрь стигивается в точку на поверхности сосуда, он образует точечную поверхностную особенность в поле параметра порядка — буждом (см. *Гелий жидкий*). Всякие дополнит. взаимодействия — спин-орбитальное, магн. поле и т. д. — изменяют структуру параметра порядка сверхтекучей А-фазы ³He и приводят к др. классификации особых линий и точек, а также к существованию топологически устойчивых неоднородных конфигураций параметра порядка — доменных стенок, солитонов и ир.

К. в. в В-фазе ³He подобны К. в. в He — II.

Лит.: Фейнман Р. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1975; Воловик Г. Е., Минеев В. П., Исследование особенностей в сверхтекучем ^3He и жидких кристаллах методами гомотопической топологии, «ЖЭТФ», 1977, т. 72, в. 8, с. 226; Па т е р м а н В., Эллиптические сверхтекуче-жидкости, пер. с англ., М., 1978; Воловик Г. Е., Сверхтекуче свойства А-фаза ^3He , «УФН», 1984, т. 143, с. 73; Бу н я к о в Ю. М. и др., ЯМР-спектры вращающегося сверхтекучего ^3He , «УФН», 1984, т. 144, с. 141; А в е р с е О., У о р д а н Х. Е., Josephson effect and phase slip in an superfluid, в кн.: Proceedings of the 18 International Conference on low temperature physics, pt 3, Invited Papers, Kyoto, 1987, p. 1798. В. П. Минеев.

К. в. в сверхпроводниках II рода — линейные особенности параметра порядка, существующие в сверхпроводниках II рода при значениях напряженности внеш. магн. поля между ниж. критич. H_{c1} и верх. критич. H_{c2} полем (в смешанном состоянии сверхпроводника, А. А. Абрикосов, 1957).

В интервале $H_{c1} < H < H_{c2}$ внеш. магн. поле проникает в толщу сверхпроводника в виде тонких трубок — К. в., образующих двумерную решётку (см. *Решётка вихрей Абрикосова*). Существование смешанного состояния (т. е. принадлежность сверхпроводника к сверхпроводникам II рода) гарантируется условием $\kappa > 1/\sqrt{2}$, где параметр Гинзбурга — Ландау $\kappa = \delta/\xi$ есть отношение глубины проникновения δ магн. поля в сверхпроводник к длине когерентности ξ .

Параметр порядка равен нулю на оси К. в. и устанавливается до равновесного значения без поля на расстоянии $\sim \xi$ от оси. Эта область наз. сердечником (к о р о м) вихря. Вокруг оси К. в. циркулирует беззатухающий сверхпроводящий ток, исчезающий на расстоянии $\sim \delta$ от оси вихря. Из условия минимума свободной энергии сверхпроводника следует, что вихревая вить всегда несёт один квант магн. потока $\Phi_0 = h/2e \approx 2,07 \cdot 10^{-10}$ Вб, т. к. энергия вихревой вить на единице длины есть $(n\Phi_0/4\pi\delta)^2 \ln(C\delta/\xi)$, и вить с двумя квантами ($n=2$) имеют вдвое большую энергию, чем вить с одним квантом потока ($n=1$). Образование решетки из К. в. обусловлено их взаимным отталкиванием. С существованием К. в. связана характерная линейная температурная зависимость теплоёмкости сверхпроводников II рода при низких темп-рах.

При неоднородной решётке К. в. электрич. сопротивление у сверхпроводников II рода отсутствует. Движение К. в. в скрещенных магн. и электрич. полях, сопровождающееся диссипацией энергии, приводит к появлению электрич. сопротивления. Значение критич. тока, выше к-рого появляются электрич. сопротивление, определяется силой зацепления (п и п и г) К. в. на неоднородностях кристаллич. решетки (дислокациях, примесях и др.) сверхпроводника.

Непосредств. наблюдение К. в. было впервые осуществлено методами *магнитной нейтрографии* (1964), позднее (1967) для наблюдений картины выхода вихревой структуры на поверхность сверхпроводников II рода были использованы тонкие ферромагн. порошки (с диаметром частиц ≈ 4 нм).

Лит.: Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Горьков Л. П., Колдэн Н. Р., Движение вихрей и электрораспределение сверхпроводников второго рода в магнитном поле, «УФН», 1975, т. 118, с. 41; Тиникхам М., Введение в сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1980; Laikin A. I., Ovcshnikov J. N., «Physica», 1984, v. 126 В+С, p. 187; Талдеберг Е. В., Квартцберг Т., Райлер Д., «Физ. Вестн. 1984, v. 20, p. 3913; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987. В. П. Минеев.

КВАНТОВАЯ ДИФФУЗИЯ — диффузия частиц или точечных дефектов (вакансий, примесных и междоузельных атомов) в твёрдых телах, обусловленная подбарьерными когерентными туннельными переходами. Обычная диффузия точечных дефектов происходит в результате надбарьерных термоактивн. переходов через потен. барьеры, разделяющие равновесные положения частиц или дефектов в кристаллич. решётке; при этом коэф. диффузии экспоненциально убывает с понижением темп-ры T и подчиняется закону Аррениуса. В случае К. д. экспоненциальные температурные мно-

жители отсутствуют и могут возникнуть степенные температурные зависимости коэф. К. д. $D_{\text{кв}}$.

К. д. наблюдается в *квантовых кристаллах*. Квазиклассич. вероятность надбарьерного туннелирования (см. *Туннельный эффект*)

$$\omega \sim \exp\left(-\frac{1}{\Lambda}\right).$$

Показатель экспоненты определяется отношением амплитуды *малых колебаний* ω_0 частиц к межатомному расстоянию Λ : $\Lambda \sim (h/a)(Em)^{-1/2} \sim \omega_0^{-1/2} a$ — т. н. параметр Де Бур а, E — энергия частиц массы m . Скорость туннелирования частиц

$$v \sim \omega h/m a,$$

туннельная частота

$$\omega_0 = \omega h/m a^2.$$

Заметная вероятность туннелирования точечных дефектов, приводящая к большой величине $D_{\text{кв}}$, означает квантовую дelokализацию точечных дефектов в квантовых кристаллах. Эти дelokализованные дефекты (*вакансион, дефектон, примесон*) но своим свойствам аналогичны др. *квазичастицам* в твёрдых телах, причём для них ширина энергетич. зоны $\Delta \sim h\omega_0 \sim \omega h/m a^2$.

Коэф. $D_{\text{кв}} \sim v \sim (\Delta/h)\omega$ дефектонов определяется длиной их свободного пробега l , к-рая ограничена либо их столкновениями с др. квазичастицами или структурными дефектами кристалла, либо взаимодействием дефектонов друг с другом. При рассеянии на фононах могут наблюдаться аномальные температурные зависимости $D_{\text{кв}}$: напр., при понижении T величина $D_{\text{кв}}$ может даже возрастать $\sim T^{-9}$. Др. особенность К. д., связанная с малой величиной Δ , — высокая чувствительность к степени однородности кристалла, внеш. сила F приводит к локализации дефектона на размерах порядка Δ/F . Т. к. точечные дефекты — источники моделино спадающих с ростом расстояния внутр. напряжений, то даже при сравнительно малой концентрации узкозонных дефектонов взаимодействие между ними приводит к «заиррашию» К. д.

К. д. наблюдается для лёгких примесных частиц (атомов II или *жюнона*) в металлах, а также для реал. точечных дефектов в *сали тетраэдром* (вакансий, изотопич. примесей, перегибов на дислокациях, дефектов поверхности). В последнем случае К. д. существенна для объяснения *кристаллационных волн*. Для нек-рых точечных дефектов К. д. происходит только вдоль опред. осей или плоскостей кристалла, а диффузия вдоль остальных направлений является чисто классической. К. д. приводит также к особенностям внутр. трения в квантовых кристаллах.

Наиб. подробно К. д. изучена для примеси ^3He в кристаллах ^4He . Обнаружены возрастание $D_{\text{кв}}$ с понижением T , не зависящий от темп-ры режим ($D_{\text{кв}}$ задаётся только концентрацией ^3He), режим «заиррашию» К. д. (примесоны ^3He локализованы вследствие сильног. в масштабах Δ взаимодействия).

Лит.: Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251; Беркин Б. И., Квантовые кристаллы и квантовая диффузия, «Природа», 1978, № 12; Андреев А. Ф., Defects and surface phenomena in quantum crystals, в кн.: Quantum theory of solids, ed. by I. M. Lifshitz, Moscow, 1982, p. 11. А. Э. Мейсеров.

КВАНТОВАЯ ЖИДКОСТЬ — жидкость, на свойства к-рой существенно влияют оказывают квантовые эффекты в поведении составляющих её частиц. Квантовые эффекты становятся существенными при очень низких темп-рах, когда *волна де Бройля* частиц, отвечающая их тепловому движению, становится сравнимой с расстоянием между ними и возникает квантовое взаимодействие жидкости. С понижением темп-ры роль квантовых эффектов увеличивается, и при достаточной низкой темп-ре любая жидкость должна была бы стать квантовой. Однако подавляющее большинство обычных жидкостей затвердевает раньше, чем квантовые эффекты начинают

проявлялись сколько-нибудь заметно. Поэтому фактически в прямом лаб. эксперименте приходится иметь дело с двумя К. ж. — изотопами гелия: жидким ${}^4\text{He}$ и жидким ${}^3\text{He}$ (а также с их смесями) при температурах $\sim 1-2$ К. К. ж., по-видимому, образуют нейтроны в нейтронных звездах. В определен. смысле К. ж. составляют электроны в металлах и полупроводниках и экситоны в экситонных квантах в диэлектриках, а также протоны и нейтроны в атомных ядрах.

К. ж. классифицируют по статистике составляющих их частиц. Жидкость, состоящая из частиц с целым спином, бозонов (жидкий ${}^4\text{He}$), наз. бозе-жидкостью, а из частиц с полужелым спином, фермионов (жидкий ${}^3\text{He}$), — ферми-жидкостью.

Элементарные возбуждения. Квантовые эффекты особенно ярко проявляются при низких температурах, когда жидкость находится в слабовозбужденных состояниях, близких к основному квантовому состоянию. Выявление свойств таких состояний — осн. задача теории К. ж. Важнейшее положение этой теории состоит в том, что переход пространственно-однородной К. ж. из осн. состояния в слабовозбужденное можно описать как появление в ней газа *квазичастиц*, или элементарных возбуждений, каждое из к-рых обладает определенными импульсом и энергией. Энергия квазичастицы ϵ определяется её импульсом p . Зависимость $\epsilon(p)$ — закон дисперсии квазичастиц — является важнейшей характеристикой К. ж. Всякое слабовозбужденное состояние жидкости характеризуется распределением квазичастиц по импульсам.

Кроме импульса состояние квазичастицы в изотропной К. ж. характеризуется *спиральностью* — проекцией угл. момента на направление импульса. Квазичастицы, отличающиеся знаком спиральности, в жидкости, инвариантной относительно *пространственной инверсии*, имеют одну и ту же энергию, т. е. состояния квазичастиц с отличной от нуля спиральностью двукратно вырождены.

Как и обычные частицы, квазичастицы подчиняются опреде. статистике — *Бозе — Эйнштейна статистике* или *Ферми — Дирака статистике*. Квазичастицы с целой (включая нуль) спиральностью являются бозонами, с полужелой — фермионами. При этом поскольку проекция угл. момента жидкости может меняться лишь на целое число (в единицах \hbar), фермионские квазичастицы могут появляться и исчезать лишь парами квазичастица-дырка (аналогичными в известном смысле электрон-позитронным парам), а бозонские — поодиночке. В бозе-жидкостях все квазичастицы являются бозонами, тогда как среди частиц ферми-жидкости могут быть как фермионские, так и бозонские вставки.

В состоянии термодинам. равновесия квазичастицы фермионского и бозонского типов распределены по импульсам согласно ф-циям распределения идеальных (соответственно) ферми- и бозе-газов.

Описание возбужденных состояний жидкости на языке квазичастиц является приближенным. Это обуславливается в конечном итоге тем, что квазичастицы, обусловленные их взаимодействием. При отклонении от абс. нуля температура затухание квазичастиц связано с процессами их взаимного рассеяния и распада. При температуре абс. нуля рассеяние отсутствует и затухание квазичастицы связано только с процессами распада; если в этом или ином интервале импульсов они защищены законами сохранения, квазичастица является строго незащущаемой.

Ферми-жидкость. Нормальная (несверхтекучая) фермионская жидкость имеет спектр квазичастиц, аналогичный спектру идеального ферми-газа. Это естественно описывать, считая, что при температуре абс. нуля квазичастицы заполняют в импульсном пространстве все квантовые состояния вплоть до нек-рого фермионского импульса p_F . Рождение пары квазичастица (с импульсом p) — дырка (с импульсом p') описывается в этой картине как переход квазичастицы с импульсом

— p' , первоначально находившейся внутри фермионской сферы, в состояние с импульсом p вне этой сферы. Т. о., квазичастицы могут иметь импульсы $p > p_F$, а дырки $p < p_F$.

Важнейшее положение теории ферми-жидкости, созданной Л. Д. Ландау в 1956, состоит в том, что определяющий распределение квазичастиц фермионский импульс p_F связан с плотностью числа реальных частиц (атомов жидкости) N/V тем же соотношением, что и в идеальном ферми-газе:

$$p_F = \hbar (3\pi^2)^{1/3} (N/V)^{1/3} \quad (1)$$

(N — число частиц, V — объём системы). В этом смысле число квазичастиц в ферми-жидкости равно числу реальных частиц жидкости.

Энергия ϵ ферми-жидкости является функционалом от *функции распределения* квазичастиц $n(p)$; её изменение при изменении $n(p)$ определяет энергию квазичастицы $\epsilon(p)$:

$$\delta \epsilon = 2 \int \epsilon(p) \delta n(p) \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \quad (2)$$

(здесь и далее предполагается, что распределение квазичастиц не зависит от их спиновых состояний, и опускаются спиновые индексы у всех величин).

Важное отличие ферми-жидкости от идеального ферми-газа состоит в том, что энергия квазичастицы $\epsilon(p)$ зависит от распределения всех остальных квазичастиц. Изменение $\epsilon(p)$ при малом изменении $n(p)$ имеет вид

$$\delta \epsilon(p) = 2 \int f(p, p') \delta n(p') \frac{d^3p'}{(2\pi\hbar)^3} \quad (3)$$

Ф-ция $f(p, p')$ описывает взаимодействие между квазичастицами.

Фермионский импульс p_F связан с *химическим потенциалом* μ жидкости равенством:

$$\epsilon(p_F) \equiv \epsilon_F = \mu \quad (4)$$

(ϵ_F — ферми-энергия). В окрестности фермионского импульса

$$\epsilon(p) \approx \mu + v_F (p - p_F), \quad (5)$$

где v_F — скорость квазичастиц в фермионской сфере. Отношение $m^* = \hbar p_F / v_F$ наз. *эффективной массой* квазичастицы.

Ввиду равенства числа частиц числу квазичастиц плотность импульса последних, делённая на массу частицы m , должна быть равна потоку их числа, что приводит к соотношению

$$\int p n \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} = m \int \frac{\partial \epsilon}{\partial p} n \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (6)$$

варьирование к-рого по λ даёт связь эфф. массы с ф-цией взаимодействия f :

$$(m^*)^{-1} = m^{-1} - \frac{p_F}{(2\pi\hbar)^3} \int f(\theta) \cos \theta d\theta'. \quad (7)$$

Здесь ф-ция $f(p, p')$ берётся при $|p| = |p'| = p_F$, и поэтому она зависит лишь от угла θ между p и p' , $d\theta' = 2\pi \sin \theta d\theta$ — элемент телесного угла в направлении p' . Аналогично можно получить связь ф-ции f с *сжимаемостью* жидкости:

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{p_F^2}{3m^2} + \frac{1}{3m} \left(\frac{p_F}{2\pi\hbar} \right)^3 \int f(\theta) (1 - \cos \theta) d\theta' \quad (8)$$

($\rho = mN/V$ — плотность жидкости, P — давление).

Энтрония жидкости выражается через ф-цию распределения квазичастиц той же ф-цией, что и для идеального ферми-газа:

$$S = -V \cdot 2 \int [n \ln n + (1-n) \ln (1-n)] \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3}.$$

Распределение же квазичастиц по импульсам в состоянии термодинам. равновесия даётся обычной ф-лой

распределения Ферми — Дирака (используется система единиц, в к-рой темп-ра T выражается в энергетич. единицах, т. е. в к-рой $k=1$):

$$n(p) = \left[\exp \left(\frac{\epsilon(p) - \mu}{T} \right) + 1 \right]^{-1}. \quad (9)$$

Это приводит к линейному по темп-ре закону теплоёмкости ферми-жидкости:

$$C = V \left(\frac{\pi}{3} \right)^{2/3} \frac{m^*}{\hbar^3} \left(\frac{N}{V} \right)^{1/3} T. \quad (10)$$

Время жизни квазичастиц в ферми-жидкости определяется процессами их рассеяния. При абс. нуле темп-ры они сводятся к рождению пар частица-дырка, причём вероятность такого рассеяния (с учётом принципа Паули) для квазичастицы с импульсом p пропорц. $(p - p_F)^2$. Поэтому реальный физ. смысл имеют лишь квазичастицы вблизи поверхности Ферми, где эта вероятность мала. Аналогично ср. длина пробега квазичастиц при конечных темп-рах $l \sim T^{-2}$, так что фермиевская жидкость при низких темп-рах в кинетич. отношении ведёт себя как разреж. газ и должна описываться *кинетическим уравнением*. Теплопроводность χ и вязкость η ферми-жидкости с понижением темп-ры изменяются след. образом:

$$\chi \sim T^{-1}, \quad \eta \sim T^{-2}. \quad (10)$$

Соответственно с понижением темп-ры возрастает затухание звука, так что при $T=0$ распространение обычного звука невозможно. Возможно, однако, распространение колебаний особого рода — *нулевого звука*, в к-ром происходит сложная деформация ф-ции распределения квазичастиц. Закон дисперсии этих колебаний, как и у обычного звука, линейный: $\omega = u_0 k$ (где ω — частота колебаний, k — волновое число), по скорости их распространения u_0 не выражается непосредственно через сжимаемость (8), а требует для своего определения решения кинетич. ур-ния. Затухание нулевого звука пропорц. большей из величин $(\hbar\omega)^2$ и T^2 и при низких темп-рах мало. Нулевой звук представляет собой бозевскую ветвь спектра возмущений ферми-жидкости.

От распределения по импульсам квазичастиц, даваемого ф-лой (9), следует отличать распределение по импульсам реальных частиц. Последнее размыто даже при $T=0$, однако, как и распределение квазичастиц, имеет резкий скачок при $p=p_F$.

Для описания магн. свойств ферми-жидкости необходимо рассматривать ф-цию распределения частиц, зависящие от проекции их спинов на направление магн. поля. При этом ф-ция взаимодействия f является матрицей по спиновым индексам взаимодействующих частиц, к-рую в пренебрежения слабыми релятивистскими (спин-орбитальным и спин-спиновым) взаимодействиями можно записать в виде

$$f = I\varphi(p, p') + \sigma\sigma' G(p, p'), \quad (11)$$

где I — единичная матрица, σ и σ' — Паули матрицы, действующие на спиновые индексы частиц с импульсами p и p' , φ и G — скалярные ф-ции. Магн. восприимчивость χ ферми-жидкости при низких темп-рах стремится к const. пределу:

$$\chi^{-1} = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{3\nu_F p m^*} \left[1 + \frac{p_F m^*}{2\pi^2 \hbar^3} \int G(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta \right], \quad (12)$$

где ν_0 — магн. момент изолированной частицы.

С микроскопич. точки зрения ф-ция взаимодействия f представляет собой амплитуду рассеяния квазичастиц «вверх», когда передача энергии $\hbar\omega$ и передача импульса $\hbar k$ стремятся к нулю. Предельное значение амплитуды зависит от порядка перехода к указанному пределу, и ф-ция f выражается через амплитуду, когда ω, k и k/ω стремятся к нулю.

Последоват. микроскопич. вычисление параметров ферми-жидкости возможно лишь в случае разреж. систе-

мы, т. е. *ферми-газа*, когда ср. расстояние между частицами велико по сравнению с *длинной рассеяния* a частиц друг на друге:

$$(N/V)^{-1/3} \gg a. \quad (13)$$

В этом случае все характеристики системы можно определить, используя теорию возмущений. В частности, для эфф. массы имеем:

$$\frac{m^*}{m} \approx 1 + \frac{8}{15\pi^2} (7\pi 2 - 4) \left(\frac{\partial p_F}{\hbar} \right)^2.$$

Бозе-жидкость. В области самых малых импульсов квазичастицы в бозе-жидкости являются *фононами* — квантами звука с законом дисперсии

$$\epsilon(p) = up, \quad (14)$$

где u — скорость звука, связанная со сжимаемостью жидкости при $T=0$ обычной ф-лой:

$$u^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho}.$$

Соответственно теплоёмкость жидкости при самых низких темп-рах имеет вид

$$C = V \frac{2\pi^2 T^3}{15 (\hbar u)^3}.$$

Ход кривой спектра $\epsilon(p)$ при малых значениях импульса определяется конкретными свойствами взаимодействия атомов. В реальном ⁴He эта кривая, измеренная экспериментально с помощью неупругого рассеяния медленных нейтронов, имеет форму, показанную на рисунке. Фактически вклад в термодинамику ф-ции жидкости, кроме начальной — фононной — части, вносят квазичастицы вблизи минимума кривой — *ротонны*, где кривая может быть представлена в виде

$$\epsilon = \Delta + \frac{(p - p_0)^2}{2\mu}.$$

с эксперим. значениями параметров: $\Delta = 8,7$ К, $p_0/\hbar = = 1,9 \cdot 10^8$ см⁻¹, $\mu^* = 1,1 \cdot 10^{-24}$ г.

При нормальном давлении $d^2\epsilon/dp^2|_{p=p_0} > 0$. Это приводит к тому, что фоны нач. части кривой могут распадаться на фононы с меньшими импульсами, что даёт при малых p затухание $\sim p^2$. Большая же часть кривой при $T=0$ является незатухающей. При $p \approx 1,5 p_0$ кривая $\epsilon(p)$ достигает значения 2Δ . В этой точке появляется возможность распада квазичастицы на два ротона с энергиями Δ каждый. При этом значении импульса кривая $\epsilon(p)$ обрывается.

Важнейшим свойством бозевской жидкости при низких темп-рах является её *сверхтекучесть* — способность двигаться относительно сосуда без диссипации энергии. Как показал Л. Д. Ландау (1941), это свойство тесно связано с видом спектра квазичастиц. Диссипация энергии при абс. нуле темп-ры означает рождение квазичастиц при движении. Однако для спектра, показанного на рис., такой процесс невозможен при достаточно малой скорости движения в силу законов сохранения энергии и импульса.

Действительно, пусть жидкость движется относительно сосуда со скоростью V . Тогда если энергия квазичастицы в неподвижной жидкости есть $\epsilon(p)$, то в системе координат, связанной с сосудом, её энергия равна $\epsilon(p) + pV$, согласно закону преобразования энергии в релятивистской механике. Рождение квазичастиц, связанное с диссипацией энергии, возможно, если последнее выражение отрицательно при каких-то значениях p , т. е. если скорость движения больше критич. скорости V_c (критерий Ландау):

$$V > V_c = \min \frac{\epsilon(p)}{p}.$$

Если правая часть выражения (17) отлична от нуля, как это имеет место для реального спектра гелия, показанного на рис., диссипация отсутствует при всех сво-

ростях, меньших V_c . При $T=0$ вся жидкость движется как сверхтекучая. При конечных тем-рах совокупность квазичастиц движется как обычная жидкость — это «нормальная» часть, с к-рой связана нек-рая плотность нормальная части жидкости ρ_n . Остальная часть плотности $\rho_s = \rho - \rho_n$ движется как сверхтекучая жидкость. По мере увеличения тем-ры ρ_n увеличивается, и при нек-рой тем-ре $T = T_\lambda(P)$, зависящей от давления, ρ_s обращается в нуль и жидкость теряет свойство сверхтекучести. Линия $T = T_\lambda(P)$ является линией фазовых переходов второго рода. Для λ He при давлении насыщенных паров $T_\lambda = 2,18$ К. Вблизи тем-ры перехода ρ_s обращается в нуль по закону: $\rho_s \sim (T_\lambda - T)^{(2-\alpha)/2}$, где $\alpha \approx -0,01$ — критич. показатель теплоёмкости.

Своеобразными особенностями обладает распределение по импульсам истинных частиц — атомов жидкости. При $T < T_\lambda$ в жидкости происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация*, так что в наименьшем квантовом состоянии с $p=0$ находится конечная доля всех атомов. Волновая ф-ция Ψ_0 этих «сконденсированных» атомов является доплит. классич. нерезерной, описывающей сверхтекучую жидкость. Она записывается в виде

$$\Psi_0 = \sqrt{n_0} e^{i\varphi}, \quad (18)$$

где n_0 — плотность числа частиц в конденсате, φ — фаза. Ψ можно рассматривать как комплексный параметр порядка, наличие к-рого отличает сверхтекучую фазу от нормальной. Плотность числа частиц n_0 не связана непосредственно с ρ_s , однако она обращается в нуль одновременно с ρ_s в точке перехода, хотя и по несколько иному закону: $n_0 \sim (T_\lambda - T)^{2\beta}$, где β — критич. показатель параметра порядка. Фаза же волновой ф-ции конденсата определяет скорость сверхтекучей части бозе-жидкости (сверхтекучую скорость):

$$V_s = \frac{\hbar}{m} \nabla \varphi \quad (19)$$

(m — масса атома). При низких тем-рах n_0 уменьшается с повышением тем-ры по закону:

$$n_0(T) = n_0(T=0) \left[1 - \frac{mT^3}{15n_0\hbar^3} \right], \quad n = \frac{N}{V}.$$

Распределение по импульсам частиц, не находившихся в конденсате, имеет особенность в области малых импульсов:

$$N(p)_{p \rightarrow 0} = \frac{n_0 m \mu}{2\pi p}, \quad T=0; \quad N(p)_{p \rightarrow 0} = \frac{n_0 m T}{\pi p^2}, \quad T \neq 0.$$

Особый характер имеет вращение сверхтекучей части бозе-жидкости. Оно происходит вокруг отд. вихревых везей, циркуляция скорости вокруг к-рых, в силу (19), квантована и равна целому кратному от $2\pi\hbar/m$.

Микроскопич. вычисление параметров бозе-жидкости возможно также лишь в пределе разреж. системы, удовлетворяющей условию (13), т. е. бозе-газа. Для такого газа спектр квазичастиц для любых значений p определяется ф-лой Боголюбова (Н. Н. Боголюбов, 1947):

$$\epsilon(p) = \left[u^2 p^2 + \left(\frac{p^4}{2m} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (20)$$

При малых p спектр (20) имеет вид (14), причём скорость звука и равна

$$u = (4\pi\hbar^2 n a / m^2)^{1/2}.$$

При $p \rightarrow \infty$ (20) переходит в спектр свободных атомов $p^2/2m$. Плотность числа атомов в конденсате при $T=0$ в этой модели равна

$$n_0 = n \left(1 - \frac{8}{3} \sqrt{na^3} \right).$$

Для реальной жидкости можно получить приближённую интерполяц. ф-лу Фейнмана, связывающую спектр возбуджений со статич. ф-м-фактором жидкости $S(k)$, к-рый можно определить по рассеянию рентгеновских лучей жидкостью:

$$\epsilon(p) = \frac{p^2}{2mS(p/\hbar)}.$$

Согласно этой ф-ле, ротому минимуму соответствует максимум $S(k)$, связанный с ближним порядком в расположении атомов жидкости.

Сверхтекучая ферми-жидкость. При достаточно низких тем-рах состояние нормальной ферми-жидкости оказывается неустойчивым, если взаимодействие между квазичастицами имеет характер притяжения. Более точно, неустойчивость возникает, если амплитуда рассеяния квазичастиц с противоположными импульсами имеет соответствующий притяжению отрицат. знак хотя бы при одном значении угол. момента l квази-частиц. Тогда с понижением тем-ры при нек-рой критич. тем-ре T_c происходит «сраживание» — образование молекулоподобных куперовских пар квазичастиц с противоположными импульсами. Эти пары являются бозонами и в нек-рых отношениях ведут себя как бозевский конденсат. Тем-ра перехода T_c экспоненциально зависит от амплитуды для соответствующего l . Ниже T_c ферми-жидкость становится сверхтекучей. Конкретные свойства сверхтекучей фазы зависят от значения момента, при к-ром происходит спаривание. Если спаривание происходит в состоянии с $l=0$, то жидкость остаётся изотропной. Волновая ф-ция электронных пар является в этом случае скалярной вида (18).

Спектр квазичастиц ниже точки перехода меняется и приобретает вид

$$\epsilon(p) = [\Delta^2 + v_F^2 (p - p_F)^2]^{1/2}, \quad (21)$$

Из (21) видно, что в спектре имеется «щель»: мин. энергия, необходимая для рождения квазичастицы, равна Δ (а пары частица-дырка 2Δ). Щель Δ зависит от тем-ры и обращается в нуль при $T = T_c$. При $T=0$ $\Delta = 1,75T_c$. Благодаря наличию щели в спектре теплоёмкость, соответствующая фермиевской ветви возбуджений (21), при низких тем-рах экспоненциально мала. Система, однако, имеет и бозевскую ветвь возбуджений — обычный звук с законом дисперсии (14) — (15), так что теплоёмкость при низких тем-рах определяется законом (16).

Спектр (21) удовлетворяет условию сверхтекучести с конечным значением V_c . Само это условие не является необходимым для сверхтекучести ферми-жидкости, поскольку неогранич. рождение фермиевских квази-частиц запрещено принципом Паули. Однако его выполнение обеспечивает равенство $p_n=0$ при $T=0$.

Аналогичными свойствами, осложнёнными наличием электр. заряда и анизотропией, обладает электроны в сверхпроводящей фазе металлов (см. *Сверхпроводимость*).

Реальный ^3He не переходит в сверхтекучее состояние с тем-рой перехода при нулевом давлении $T_c \sim 10^{-4}$ К. Спаривание происходит в состоянии с $l=1$ и спином 1. Параметр порядка — волновая ф-ция пар — может быть в этом случае представлен в виде тензора второго ранга Ψ_{ik} , первый индекс к-рого относится к орбитальной, а второй — к спиновым переменным. Сверхтекучий ^3He является, т. о., *жидким кристаллом*. Существуют две фазы сверхтекучего ^3He — *A*- и *B*-фазы, отличающиеся видом тензора Ψ_{ik} . Низкотемпературная *B*-фаза более изотропна, её анизотропия связана лишь с относительно слабым взаимодействием спинов ядер атомов ^3He с их орбитальным движением. В пренебрежении этим взаимодействием тензор Ψ_{ik} можно привести к виду

$$\Psi_{ik} = \Psi_0 \delta_{ik}.$$

где Ψ_0 — нек-рый скаляр (δ_{ik} — символ Кронекера). Спектр квазиэтичности имеет вид (21) с не зависящей от углов величиной Δ . Δ -фаза существенно анизотропна. Тензор Ψ_{ik} для неё можно привести к виду

$$\Psi_{ik} = \Psi_0 (\hat{\Delta}_i + i\hat{t}_k) t_k,$$

где $\hat{\Delta}_i$, \hat{t}_k — компоненты единичных вещественных векторов $\hat{\Delta}$, \hat{t} . Векторы $\hat{\Delta}$ и \hat{t} ортогональны и их векторное произведение \hat{l} определяет направление орбитальных моментов всех нулевогого гармоника. Вектор \hat{t} определяет направление, на к-рое проекции спинов нар равна нулю. Спектр возмущений Δ -фазы имеет вид (21), однако шель зависит от угла ϕ между направлением импульса p и вектором \hat{t} : $\Delta^2 \sim \sin^2 \phi$.

Лит.: А. Б р и к с о в А., А. А. Горюков, Д. П. Д а л д о и н с к и й И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; П а й н с Д., Н о з а н б е р г Т., Теория квантовых жидкостей, пер. с англ., М., 1967; Сверхтекучесть гелия-3, Сб. ст., пер. с англ., М., 1977; Д и Ф и н з Е. М., П и т а в с к и й Д. П., Статистическая физика, ч. 2 — Теория конденсированного состояния, М., 1978; Квантовые жидкости и кристаллы, Сб. ст., пер. с англ., М., 1979. Л. П. Питаевский.

КВАНТОВАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ в квантовой оптике — характеристика интерференции квантовых состояний поля излучения.

Динамика системы в квантовой теории имеют более сложное описание, чем в классической. Напр., в классич. механике состояние одномерного гармонич. осциллятора полностью определяется амплитудой, частотой и нач. фазой колебаний. В квантовой механике гармонич. осциллятора — многоуровневая система, полное описание к-рой требует задания бесконечного числа параметров: амплитуд и фаз состояний, относящихся к каждому из уровней. Динамика этой системы определяется интерференцией всех состояний.

В квантовой теории поля устанавливается аналогия между монохроматич. волной и гармонич. осциллятором, вследствие чего монохроматич. волна, подобно квантовому осциллятору, описывается интерференцией состояний поля, чему нет аналога в классич. описании. Такая интерференция состояний определяет характер поля от близкого к классическому, монохроматическому (детерминированному) до нерегулярного, шумового, полностью сформированного квантовыми флуктуациями. Характеристикой степени детерминированности полей служит К. к.

Математически последовательную теорию К. к. излучения, т. н. формализм когерентных состояний, развил Р. Глаубер (R. Glauber, 1963), хотя нек-рые аспекты К. к. рассматривались ещё Э. Шрёдингером (E. Schrödinger, 1927). Центр. объект теории К. к. — когерентное состояние $|\alpha\rangle$, определяемое как собственный вектор оператора уничтожения \hat{a} (см. Вторичные квантование):

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle,$$

здесь α — собственное число, принимающее любые комплексные значения. Поля, находящиеся в когерентном состоянии, обладают рядом особенностей. Они имеют не нулевую напряжённость $\langle\alpha|\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha$, поэтому такие поля дают макс. контрастность в картинах интерференции.

Вероятность обнаружить в когерентном состоянии $|\alpha\rangle$ n квантов даётся распределением Пуассона:

$$| \langle n | \alpha \rangle |^2 = \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} e^{-|\alpha|^2}.$$

Неопределённость числа квантов в когерентном состоянии приводит к минимально возможному соотношению неопределённости для операторов координаты $\hat{q} = \sqrt{\hbar/2\omega}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$ и импульса $\hat{p} = i\sqrt{\hbar\omega/2}(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)$

$$(\Delta q)^2 \cdot (\Delta p)^2 = \frac{1}{4} \hbar^2.$$

Здесь \hat{a}^\dagger и \hat{a} — операторы рождения и уничтожения, ω — частота.

Когерентные состояния неотропональны:

$$| \langle \beta | \alpha \rangle |^2 = \exp(-|\beta - \alpha|^2),$$

но образуют полный набор состояний.

В теории К. к. важную роль играет описание полей матрицей плотности $\hat{\rho}$ в диагональном представлении когерентных состояний, в т. н. $P(\alpha)$ — представлении Глаубера:

$$\hat{\rho} = \int d^2\alpha P(\alpha) |\alpha\rangle \langle \alpha|,$$

где $d^2\alpha = d(\text{Re}\alpha)d(\text{Im}\alpha)$ и след матрицы $\text{Sp}\hat{\rho} = \int d^2\alpha P(\alpha) = 1$. В этом представлении когерентное поле в состоянии $|\alpha_0\rangle$ описывается δ — функцией в комплексной плоскости α :

$$P(\alpha) = \delta^2(\alpha - \alpha_0).$$

Вообще говоря, P -функция распределен вероятностей $P(\alpha)$ для квантовых полей является вещественной функцией комплексного аргумента, но в огранич. области может быть отрицательной. В этом случае она относится к классу т. н. распределений квазивероятности и описывает нирротич. но ограничен. класс состояний поля.

В квантовой оптике различают полную и частичную степени т, когерентности. Частичная К. к. определяется тем макс. значением m , для к-рого выполняется условие факторизации нормально упорядоченного коррелятора:

$$\langle (\hat{a}^\dagger)^m (\hat{a})^m \rangle = \text{Sp} \hat{\rho} (\hat{a}^\dagger)^m (\hat{a})^m = \langle \hat{a}^\dagger \rangle^m \langle \hat{a} \rangle^m.$$

Поля, находящиеся в полностью когерентных состоянии, наиб. близки по свойствам к классическим, в частности квантовые одномерные — к соответствующим монохроматическим. Когерентные поля генерируются движущимися классическими зарядами, зарядами в лазерах (идеально стабилизированными). К. к. проявляется в тех квантовых системах, поведении к-рых близко к поведению соответствующей классич. системы и квантовые флуктуации в к-рой малы. Исследованию К. к. связаны с вопросами формирования поля сверхизлучающими системами, лазерами и др. источниками излучения, близкого к полностью когерентному.

Лит. см. при статьях Квантовая оптика, Когерентное состояние.

КВАНТОВАЯ МЕТРОЛОГИЯ — наука об измерениях, базирующихся на квантовых явлениях. Осн. проблема К. м. — установление т. н. естеств. системы единиц физ. величин на основе фундам. констант [1, 2]. Гл. направления в К. м.: разработка и реализация квантовых эталонов (КЭ); установление соответствия между размерами единиц, воспроизводимых разл. КЭ, а также преемственности между ними и традиц. эталонами; выявление и изучение погрешностей КЭ, в т. ч. вызываемых ограничениями квантового характера (напр., неопределённости соотношением); поиск квантовых явлений, в к-рых наиб. стабильно и с мин. погрешностью воспроизводятся значения фундам. констант и их комбинаций; уточнение и согласование их значений; развитие методов измерений с наивысшей точностью и мин. порогом чувствительности, основанных на квантовых явлениях.

КЭ единиц физических величин системы СИ. Единица в времени (секунда) воспроизводится с помощью квантового цезиевого эталона частоты. Секунда определяется интервалом, в к-ром укладывается 9 192 631 770 периодов колебаний излучения, соответствующего квантовому переходу между уровнями сверхтонкой структуры атома ^{133}Cs с квантовыми числами $F=4$ и $F=3$. В состав национальных эталонов единиц времени и частоты помимо цезиевой атомно-

лучевой трубки входят также КЭ на основе водородного генератора.

Единица длины (метр). В течение более 20 лет единица длины поддерживалась с помощью КЭ на основе длины волны λ излучения ^{86}Kr . С 1983 12-й Генеральной конференцией по мерам и весам рекомендовано новое определение метра, основанное на соотношении $\lambda = c \nu$ и канонизированном значении скорости света в вакууме $c = 299\,792\,458$ м/с. Для реализации эталона используют, как правило, гелий-неоновый лазер, частота генерации к-рого ν измеряется с помощью КЭ секунды. Это позволяет связать эталоны единиц времени и длины (см. *Оптические стандарты частоты*).

Единица силы тока (ампер) воспроизводится измерением магн. индукции методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на протонах или легких ядрах (напр., ^4He). Магн. поле создается эталонной катушкой точной измеренной геом. конфигурации с рассчитываемым коэф. преобразования тока в индукцию поля. Воспроизведение ампера реализуется в соответствии с соотношением

$$I = \frac{\omega}{K\nu'} \quad (1)$$

где ω — частота сигнала ЯМР, K — постоянная эталонной катушки, ν' — *гиромагнитное отношение* ядра. Для протонов ν' отличается от идеального значения $\nu' = 2\mu_p/\hbar$ (μ_p — магн. момент протона) поправками $\sim 10^{-8}$ вследствие экранировки протона в сферич. объеме H_2O .

Единица эдс (вольт) воспроизводится КЭ, основанном на *Джозефсона эффекте* [1, 3]; при этом используется соотношение

$$V = N\nu \frac{h}{2e} \quad (2)$$

где N — номер ступенки на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода ($N \sim 10^8$ целое число), ν — частота з.л.-магн. излучения, подаваемого на переход. Значение $(h/2e)$ устанавливается в результате согласования значений фундам. констант [2]. Согласно определению (1986) значение [4]: $h/2e = 2,0678346(16) \times 10^{-15}$ Вб.

Единица электр. сопротивления (ом). В КЭ используется *квантовый эффект Холла*. Воспроизводимое квантованное значение сопротивления выражается соотношением

$$R = \frac{h}{pe^2} \quad (3)$$

где p — целое число (номер плато в квантовом эффекте Холла), отношение h/e^2 связано с безразмерной постоянной тонкой структурой:

$$\frac{1}{\alpha} \approx \frac{h}{e^2} \frac{2}{\mu_0 c^2}$$

где μ_0 — магн. проницаемость вакуума. Значение α может быть установлено независимо от размеров единиц, поддерживаемых эталонами, напр. из измерений атомального магн. момента электрона. Согласно определению (1986) значение: $\alpha^{-1} = 137,0359895(64)$ [4].

Методы измерений с высшей точностью и минимальным порогом чувствительности. Наиб. широко применяется эффект Джозефсона. На основе сверхпроводящих квантовых интерферометров (*сквидов*) разработаны методы измерений, порог чувствительности к-рых снижен вплоть до ограничений фундам. характера. Сюда относятся, напр., пикоамперметры (порог чувствительности 10^{-14} А), пикоамперметры (10^{-10} А), веберметр (10^{-19} Вб, т. е. $\sim 10^{-6}$ кванта тока). Из др. КЭ следует отметить эталоны, основанные на туннельном эффекте, позволяющем в *сканирующем туннельном микроскопе* достичь при исследовании профиля поверхности разрешающей способности порядка атомных размеров.

Лит.: 1) Современная система эталонов единиц элентрических величин на основе фундаментальных физических констант и стабильных физических эффектов, М., 1977; 2) Квантовая метрология и фундаментальные константы. Сб. ст., пер. с англ., М., 1981; 3) Справочник по метрологии. Квантовые интерферометры и их применение, Сб. ст., пер. с англ., М., 1980; 4) Соулс и Е. Р., Taylor B. N., The 1986 adjustment of the fundamental physical constants, «Revs Mod. Phys.», 1987, v. 59, p. 1121; 5) Краеве и о. о. д. И. Я., Пудалов В. М., Селенский В. И. и С. Г., Физический резерв сопоставления на основе квантового эффекта Холла, «Приборы и техн. экспереименты», 1987, № 6, с. 5. В. М. Пудалов.

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

Содержание

Место К. м. среди других наук о движении	274
История создания К. м.	274
Физические основы К. м.	276
Корпускулярно-волновой дуализм	276
Принцип суперпозиции состояний	278
Вероятностное описание в К. м.	278
Математический аппарат К. м.	278
Векторы состояния и линейные эрмитовы операторы	278
Основные постулаты К. м.	279
Представления вектора состояния	280
Эволюция системы во времени	280
Принцип соответствия и кренное уравнение Шредингера	280
Среднее значение физической величины. Дисперсия	281
Соотношение неопределенностей	281
Производная физической величины по времени	282
Перестановочные соотношения в классических скобках Пуассона	283
Симметрия гамильтониана и сохраняющиеся величины	283
Обратимость уравнения Шредингера во времени	284
Плотность потока вероятности	284
Стационарные состояния	284
Соотношение неопределенностей для энергии и времени	285
Стационарное уравнение Шредингера	285
Движение в периодическом поле	287
Движение в центральном поле	289
В квантовом состоянии	289
Спин. Полный момент	289
Системы многих частиц. Тождественные частицы	290
Объемное взаимодействие. Химическая связь	291
Проблемы К. м. методы К. м.	292
Парадоксы К. м.	292

К. м. (волновая механика) — теория, устанавливающая способ описания и законы движения физ. систем, для к-рых величины, характеризующие систему и имеющие размерность *действия*, оказываются сравнимыми с постоянной Планка h . Этому условию удовлетворяет, как правило, движение микрочастиц (электронов в атоме, атомов в молекулах, нуклонов в ядрах и т. д.). Однако в нек-рых случаях специфич. квантовыми свойствами обладают макроскопич. системы как целое (см. *Макроскопические квантовые эффекты*).

К. м. представляет собой систему понятий и адекватный ей матем. аппарат, необходимый и достаточный для описания всех наблюдаемых свойств соответствующих систем и их движения.

Законы К. м. составляют фундамент наук о строении вещества. Они позволили высунуть строение электронных оболочек атомов и расшифровать атомные и молекулярные спектры, установить природу хим. связи, объяснить периодич. систему элементов Менделеева, понять строение и свойства атомных ядер. Поскольку свойства макроскопич. тел определяются движением и взаимодействием частиц, из к-рых они состоят, законы К. м. объясняют многие макроскопич. явления, напр. температурную зависимость и величину теплоемкости макроскопич. систем (газов, твердых тел). Законы К. м. лежат в основе теории строения твердых тел (металлов, диэлектриков, полупроводников) и её многочисл. техн. приложений. Только на основе К. м. удалось последовательно объяснить магн. свойства веществ и создать теорию ферромагнетизма и антиферромагнетизма. К. м. естеств. образом решила ряд проблем классич. статистич. физики, напр. обосновала теорему Эрнста (см. *Третье начало термодинамики*), разрешила *Гиббса парадокс*. Важное значение имеют макроскопич. квантовые эффекты, проявляющиеся

в частности, в таких свойствах квантовой жидкостной, как сверхтекучесть и сверхпроводимость (см. также Джозефсона эффект, Квантовый Холла эффект). На основе К. м. удалось объяснить природу бозов карликов, нейтринных звезд, выяснить механизм протекания термоядерных реакций в Солнце и звездах.

Ряд крупнейших техн. достижений 20 в. основан по существу на специфич. явлениях К. м., не имеющих аналогов в классич. механике. Так, квантомеханич. резонансное рассеяние частиц (обуславливающее тот факт, что эфф. сечение поглощения нейтронов может быть на неск. порядков больше геом. размеров ядер) весьма существенно для работы ядерных реакторов, а явление квантовомеханич. туннелирования (подбарьерный переход) позволяет осуществить в земных условиях термоядерные реакции (в т. ч. УТС), получать большую ток (см. Атомолектронная эмиссия), а также использовать в техн. целях туннельные переходы в твердых телах (см., напр., Туннельный диод, Сканмирующей туннельный микроскоп).

Фундамент квантовой электроники составляет квантомеханич. теория излучения. Законы К. м. используются при целенаправл. поиске в создании новых материалов (особенно магнитных, полупроводниковых и сверхпроводящих). Т. о., открытие законов К. м. явилось одним из важнейших факторов, приведших к совр. научно-техн. революции, а К. м. стала в значит. мере «нижней» наукой, знание к-рой необходимо не только физикам-исследователям, но и инженерам.

Место К. м. среди других наук о движении

В нач. 20 в. выяснилось, что классич. механика Ньютона имеет огранич. область применимости и нуждается в общении. Во-первых, она неприменима при скоростях движения тел, сравнимых со скоростью света. Здесь её заменила релятивистская механика, построенная на основе специальной (частной) теории относительности Эйнштейна (см. Относительность теории). Релятивистская механика включает в себя Ньютону (нерелятивистскую) механику как частный случай. (Ниже термин «классич. механика» будет объединять Ньютону и релятивистскую механику.)

Для классич. механики в целом характерно описание частиц путём задания их координат и скоростей в зависимости от времени. Такому описанию соответствует движение частиц по вполне определен. траекториям. Однако опыт показал, что это описание не всегда справедливо в случае частиц с очень малой массой (микрочастиц). В этом состоит второе ограничение применимости механики Ньютона. Более общее описание движения даёт К. м., к-рая включает в себя как частный случай классич. механику. К. м. делится на нерелятивистскую, справедливую при малых скоростях, и релятивистскую. Удовлетворяющую требованиям спец. теории относительности. В статье изложены основы нерелятивистской К. м. (однако некоторые общие положения относятся к квантовой теории в целом). Нерелятивистская К. м. (как и механика Ньютона для своей области применимости) — вполне законченная и логически непротиворечивая теория, способная в области своей применимости количественно описать в принципе любое физ. явление. Напротив, релятивистская К. м., за исключением отд. частных задач, не может считаться замкнутой теорией, а представляет собой составную часть квантовой теории поля (со всеми присущими ей трудностями). Это связано с тем, что при взаимодействии релятивистских частиц в игру неизбежно вовлекаются полевые степени свободы.

Соотношение между классической механикой и К. м. определяется универс. мировой постоянной — постоянной Планка $h \approx 6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·с (или $h = h/2\pi \approx 1,05 \times 10^{-27}$ эрг·с), наз. также к в а н т о м д е й с т в и я. Если в условиях данной задачи физ. величины, размерности действия значительно больше h (так что h можно

считать очень малой величиной), то применима классич. механика, — именно это условие и является критерием её применимости.

История создания К. м.

В нач. 20 в. были обнаружены две (казалось, не связанные между собой) группы явлений, свидетельствующих о неприменимости механики Ньютона и классич. электродинамики к процессам взаимодействия света с веществом и к процессам, происходящим в атоме. Первая группа явлений была связана с установленной на опыте двойственной природой света — дуализмом света (см. ниже), вторая — с невозможностью объяснить на основе классич. представлений существование устойчивых атомов, а также их оптич. спектры. Установление связи между этими группами явлений и попытки их объяснения и привели, в конечном счёте, к открытию законов К. м.

Вторые квантовые представления (в т. ч. величина h) были введены в 1900 М. Планком (М. Planck) в работе, посвящённой теории теплового излучения тел (см. Планка закон излучения). Существовавшая к тому времени теория теплового излучения, построенная на основе классич. электродинамики и статистики, физики, приводила к бессмысленному выводу о невозможности термодинамич. равновесия между излучением и веществом, т. к. вся энергия должна перейти в излучение. Планк разрешил это противоречие и получил результаты, прекрасно согласующиеся с опытом, предположив, что свет испускается не непрерывно (как это следовало из классич. теории излучения), а определ. дискретными порциями энергии — к в а н т а м и. Величина такого кванта энергии пропорциональна частоте света ν и равна: $\epsilon = h\nu$. Попытки обосновать гипотезу Планка в рамках классич. физики оказались безуспешными. Несовместимость гипотезы Планка с классическими представлениями отмечалась, в частности, А. Пуанкаре (H. Poincaré).

От работы Планка можно проследить две взаимосвязанные линии развития, завершившиеся к 1927 окончат. формулировкой К. м. в двух её формах. Первая начинается с работы А. Эйнштейна (1905), в к-рой была дана теория фотозффекта. Развивая идею Планка, Эйнштейн предположил, что свет не только испускается и поглощается, но и распространяется квантами, т. е. что дискретность присуща самому свету: свет состоит из отд. порций — световых квантов, названных позднее фотонами. Энергия фотона $\epsilon = h\nu$. На основании этой гипотезы Эйнштейн объяснял установленные на опыте закономерности фотозффекта, к-рые противоречили классической (базирующейся на классич. электродинамике) теории света.

Дальнейшее доказательство корпускулярного характера света было получено в 1922 А. Комптоном (A. Compton), показавшим экспериментально, что при рассеянии рентгеновских лучей свободными электронами происходит изменение их частоты в соответствии с законами упругого столкновения двух частиц — фотона и электрона (см. Комптона эффект). Кинематика столкновения определяется законами сохранения энергии и импульса, причём фотону наряду с энергией следует приписать импульс $p = h/\lambda = h\nu/c$ (где λ — длина световой волны). Энергия и импульс фотона связаны соотношением $\epsilon = cp$, справедливом в релятивистской механике для частицы с нулевой массой покоя. Т. о., было доказано экспериментально, что наряду с известными волновыми свойствами (проявляющимися в интерференции, дифракции и поляризации) свет обладает и корпускулярными свойствами. В этом состоит дуализм света, его корпускулярно-волновая природа. Дуализм содержится уже в ф-ле $\epsilon = h\nu$, не позволяющей выбрать к-л. одну из двух концепций: энергия ϵ характеризует частицу, а частота ν является характеристической волн. Возникло формальное логич. противоречие: для объяснения одних явлений необходимо

было считать, что свет имеет волновую природу, а для объяснения других — корпускулярную. По существу разрешение этого противоречия и привело к созданию физ. основ К. м.

В 1924 Л. де Бройль (L. de Broglie), пытаясь найти объяснение ностудированным в 1913 Н. Бором (N. Bohr) условиям квантования атомных орбит (см. ниже), выдвинул гипотезу о всеобщности *корпускулярно-волнового дуализма*. Согласно де Бройлю, каждой частице, независимо от её природы, следует полагать в соответствие волну, длина к-рой λ связана с импульсом частицы p соотношением $\lambda = h/p$. По этой гипотезе не только фотоны, но и все «обыкновенные частицы» (электроны, протоны и др.) обладают волновыми свойствами (см. *Волны де Бройля*), к-рые, в частности, должны проявляться в *дифракции частиц*. В 1927 К. Дэвиссон (С. Davisson) и Л. Джермер (L. Germer) впервые наблюдали дифракцию электронов. Позднее волновые свойства были обнаружены и у др. частиц и справедливость ф-лы де Бройля была подтверждена экспериментально. В 1926 Э. Шрёдингер (E. Schrödinger) предложил ур-ние, описывающее поведение таких «волн» во внеш. силовых полях, а М. Борн (M. Born) дал им статистическую, вероятностную интерпретацию. Так возникла волновая механика. Волновое *Шрёдингера уравнение* является осн. ур-нием нерелятивистской К. м. В 1928 П. Дирак (P. A. M. Dirac) сформулировал релятивистское ур-ние, описывающее движение электрона во внеш. силовом поле; *Дирака уравнение* стало одним из основных ур-ний релятивистской К. м.

Вторая линия развития (также являющаяся обобщением гипотез Планка) начинается с работы Эйнштейна (1907), посвящённой теории теплоёмкости твёрдых тел. Эл.-магн. излучение, представляющее собой набор эл.-магн. волн разл. частот, динамически эквивалентно нек-рому набору *осцилляторов*. Испускание или поглощение волн эквивалентно возбуждению или, напротив, переходу в основное (невозбуждённое) состояние соответствующих осцилляторов. Тот факт, что испускание и поглощение эл.-магн. излучения веществом происходит квантами с энергией $h\nu$, можно выразить так: осциллятор поля не может обладать произвольной энергией, он может иметь только определ. дискретные уровни энергии, расстояние между к-рыми равно $h\nu$. Эйнштейн обобщил идею квантования энергии осциллятора эл.-магн. поля на осциллятор произвольной природы. Поскольку тепловое движение твёрдых тел сводится к колебаниям атомов, то и твёрдое тело динамически эквивалентно набору осцилляторов. Энергия таких осцилляторов тоже квантована, т. е. разность соседних уровней энергии должна равняться $h\nu$, где ν — частота колебаний атомов. Теория Эйнштейна, уточнённая П. Дебаем (P. Debye), Борном и Т. Карманом (Th. Karman), сыграла выдающуюся роль в развитии теории твёрдых тел.

В 1913 Бор применил идею квантования энергии к планетарной модели строения атома, к-рая вытекала из результатов опытов Э. Резерфорда (E. Rutherford, 1911). Согласно этой модели, в центре атома находится положительно заряж. ядро, в к-ром сосредоточена почти вся масса атома; вокруг ядра вращаются по орбитам отрицательно заряж. электроны. Рассмотрение такого движения на основе классич. представлений приводило к парадоксальному результату — невозможности существования стабильных атомов: согласно классич. электродинамике, электрон не может устойчиво двигаться по орбите, поскольку вращающийся электрич. заряд должен излучать эл.-магн. волны и, следовательно, терять энергию; радиус его орбиты должен непрерывно уменьшаться, и за время $\sim 10^{-11}$ с электрон должен упасть на ядро. Это означало, что законы классич. физики неприменимы к движению электронов в атоме, т. к. атомы не только существуют, но и весьма устойчи-

вы. Для объяснения устойчивости атомов Бор предположил, что излучение электрона в атоме подчиняется квантовым законам, т. е. происходит дискретными порциями. Он постулировал, что из всех орбит, допускаемых ньютоновой механикой для движения электрона в электрич. поле атомного ядра, реально осуществляются лишь те, к-рые удовлетворяют определ. усл о в-иям квантования и, требующим [как показал позже А. Зоммерфельд (A. Sommerfeld)], чтобы величина действия для классич. орбиты была целым кратным постоянной Планка h . Такие орбиты были названы стационарными. Им отвечают определ. уровни энергии. Далее Бор постулировал, что при движении по стационарным орбитам электрон не испускает световых волн. Излучение происходит лишь при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую, т. е. с одного уровня энергии E_i на другой, с меньшей энергией, E_k , и при этом рождается квант света с энергией $h\nu = E_i - E_k$. Так возникает линейчатый спектр атома. Исходя из этих постулатов, Бор получил правильную ф-лу для частот спектральных линий атома водорода (и водородоподобных атомов), охватывающую совокупность открытых ранее эмпирич. ф-л (см. *Спектральная серия*). При этом числ. значение *Ридберга постоянной*, к-рое Бор выразил через фундам. константы m , e , h (m и e — масса и заряд электрона), оказалось в прекрасн. согласии с её значением, измеренным на опыте. Размеры атома в теории Бора также выражались через фундам. константы: радиус нижней боровской орбиты $a = h^2/mc^2 \approx 0,5 \cdot 10^{-8}$ см совпадал с эксперим. оценками размеров атома.

Т. о., Бор, используя квантовую постоянную h , отражающую дуализм света, показал, что эта величина определяет также и движение электронов в атоме. Впоследствии стало ясно, что этот вывод — одно из следствий универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Существование дискретных уровней энергии в атомах было непосредственно установлено *Франка-Герца опытами* (1913—14).

Успех теории Бора, как и предыдущие успехи теории квантов, был достигнут за счёт нарушения логич. цельности классич. теории: с одной стороны, использовалась Ньютонова механика, с другой, — привлекались чуждые ей искусства, правила квантования. Кроме того, теория Бора оказалась не в состоянии объяснить движение электронов в сложных атомах (даже в атоме гелия), возникновение хим. связи между атомами, приводящей к образованию молекул, и др. «Подукассая» теория Бора не могла также ответить на вопрос, как движется электрон при переходе с одного уровня энергии на другой. Дальнейшая разработка вопросов теории атома привела к убеждению, что движение электрона в атоме нельзя описывать в терминах (попытках) классич. механики (как движение по определ. траектории, или орбите), что вопрос о движении электрона между стационарными орбитами несомненно с характером законов, определяющих поведение электронов в атоме, и что необходима новая теория, в к-ую входили бы только величины, относящиеся к нач. и конечному стационарным состояниям атома. В 1925 В. Гейзенберг (W. Heisenberg) построил такую форм. схему, в к-рой вместо координат и скоростей электрона фигурировали некие абстрактные алгебр. величины — матрицы; связь матриц с наблюдаемыми величинами (уровнями энергии и их соотношениями с квантовыми переходами) давалась простыми непротиворечивыми правилами. Работа Гейзенберга была развита Борном и П. Йорданом (P. Jordan). Так возникла матрич. механика. Вскоре после появления ур-ния Шрёдингера была показана матем. эквивалентность волновой (основанной на ур-нии Шрёдингера) и матричной механики.

Большую роль в создании К. м. сыграли работы Дирака, выявившего важнейшую роль принципа суперпозиции состояний. Окончат. формирование К. м. как последоват. теории с новыми физ. основами произошло

после работы Гейзенберга (1927), в к-рой было формулировано *неопределённости соотношение* — важнейшее соотношение, освещающее физ. смысл ур-ний К. м., её связь с классич. механикой и ряд др. принципиальных вопросов К. м. Эта работа была продолжена и обобщена в трудах Бора и Гейзенберга.

Детальный анализ спектров атомов привел к представлению [введёному Дж. Уленбеком (G. Uhlenbeck) и С. Гаудсмитом (S. Goudsmit) и развитому В. Паули (W. Pauli)] о том, что электроны кроме заряда и массы должны быть приписаны ещё одна внутр. характеристика — *спин*. [Ранее представление о внутр. моменте электрона развивалось Р. Кронигом (R. Kronig), но его работа не была опубликована.] Важную роль сыграл открытый Паули (1925) т. н. принцип запрета (*Паули принцип*, см. ниже), имеющий фундам. значение в теории атомов, молекул, ядер, твёрдых тел.

В течение короткого времени К. м. была с успехом применена для описания широкого круга явлений. Были созданы теории атомных спектров, строения молекул, хим. связи, периодич. системы элементов, металлов, проводимости и ферромагнетизма. Дальнейшее принципиальное развитие квантовой теории связано гл. обр. с релятивистской К. м. Нерелятивистская К. м. развивалась в осн. в направлении охвата разнообразных конкретных задач физики атомов, молекул, твёрдых тел, а также совершенствования матем. аппарата и разработки количеств. методов решения разл. задач. Вместе с тем не прекращалась разработка и принципиальных проблем К. м. — альтернативных схем её интерпретации (в т. ч. с помощью *скрытых параметров*), теории измерений (*квантовые неразрушающие измерения*) и т. д., продолжая возникать и новые раздлы и методы К. м. — теория движения в нерегулярном поле (*андерсоновская локализация*), теория комплексного углового момента (*редже полюсов метод*), суперсимметричная К. м. (см. *Суперсимметрия*) и др. Фейнманом (R. Feynman) была предложена новая формулировка К. м. в виде т. н. интегралов по траекториям (см. *Функционального интеграла метод*).

Физические основы К. м.

Корпускулярно-волновой дуализм. Физ. основой К. м. является корпускулярно-волновой дуализм — всеобщее и универс. свойство материи, согласно к-рому не только любой волне с частотой ω и волновым вектором k отвечает частица с энергией \mathcal{E} и импульсом p , соответственно равными:

$$\mathcal{E} = \hbar\omega, \quad p = \hbar k, \quad (1)$$

по и, обратно, с любой частицей, обладающей энергией \mathcal{E} и импульсом p , связана волна, частота и волновой вектор к-рой определяются соотношениями (1). Наличие у частиц волновых свойств доказано в огромном числе экспериментов. Интерференция и дифракция наблюдались для электронов, нейтронов, атомных ядер, атомов, молекул. Волновые свойства нейтронов лежат в основе *нейтронной оптики* (имеющей, в частности, прикладное значение) и широко используются при изучении структуры вещества (см. *Нейтронорафия*). Т. о., теория движения микрочастиц с необходимостью обязана учитывать наличие у них волновых свойств. Это с неизбежностью ведёт к отказу от нек-рых классич. представлений, сформировавшихся в результате наблюдения движения макроскопич. тел. В частности, наблюдение волновых явлений и несоместимо с представлением о движении частицы по определённой классич. траектории.

В качестве примера рассмотрим дифракцию света на двух щелях (рис. 1). Если характерные размеры в рассматриваемой задаче соизмеримы с длиной волны света (а источник S можно считать точечным), то на экране \mathcal{E} будет наблюдаться интерференц. полосы. При корпус-

кулярной интерпретации данного результата это означает, что в точку M , отвечающую минимуму интерференции, фотоны не попадают. С точки зрения классич. представлений движения частиц по траекториям, фотоны не должны попадать в точку M ни по пути SaM , ни по пути SbM . Это, однако, противоречит след. опыту: закрывая щель b , можно наблюдать нек-рую освещённость в точке M , что указывает на возможность распространения фотонов по пути SaM . Аналогично, закрывая щель a , можно убедиться, что фотоны могут распространяться по пути SbM . Исходя из классич. представлений о движении частиц, нельзя объяснить, почему фотоны, способные попадать в точку M как по пути SaM , так и по SbM в отдельности, не попадают в неё, когда оказывается возможным движение по обоим путям сразу. [Представление о том, что между фотонами, движущимися по разным путям, существует взаимодействие, обуславливающее интерференц. явления, опровергается опытом, из к-рого следует, что картина интерференции не зависит от интенсивности источника S . Более того, если вместо экрана использовать, напр., фотоумнозиско, накапливающий эффект, то при достаточно-большой экспозиции интерференция будет наблюдаться при столь малой интенсивности источника, когда от него летят практически единичные фотоны. Образно говоря, каждый фотон интерферирует сам с собой, что и даёт в результате интерференц. картину (хотя попадание каждого отд. фотона на фотоумнозиско — случайное).] Причиной возникшего парадокса является предположение о том, что каждый фотон движется по вполне определ. траектории. Это предположение представляет собой необоснованное распространение понятия траектории (возникшего в результате наблюдения движения макроскопич. тел) на движение фотона, для к-рого оно не имеет места. Напротив, наблюдение интерференц. явлений [для осуществления к-рых необходимо по крайней мере два возможных пути движения фотонов (или к-л. др. частиц)] указывает на то, что в этом случае нельзя считать, что частица движется по определ. траектории. Существование, что соотношения (1), согласно к-рым с волной может быть сопоставлена частица, определяют лишь энергию и импульс этой частицы, не требуя её движения по к-л. определ. траектории.

Принцип суперпозиции состояний. Для того чтобы устранить противоречие между корпускулярным и волновым описанием явлений (существующее в рамках классич. представлений о частицах как матер. точках, движущихся по определ. траекториям), оказывается необходимым спеш. поступат — т. н. принцип суперпозиции состояний. Этот принцип позволяет описать волновые явления в терминах корпускулярных представлений частичек отказа от нек-рых классич. понятий, взятых из макроскопич. опыта и неприменимых к микропроцессам в квантовой области. Тем самым принцип суперпозиции состояний лежит в основе физ. содержания К. м. и определяет её матем. аппарат. К необходимости указанного принципа и его формулировке можно прийти, рассматривая конкретные примеры волновых процессов и попытку их интерпретации в терминах корпускулярных представлений. Рассмотрим 2 таких примера.

1. Отражение и преломление волн. Пусть волна $\psi_0 = A_0 \exp(-i\omega t + ik_0 x)$ падает на границу двух сред, в результате чего возникает отражённый $\psi_1 = A_1 \exp(-i\omega t + ik_1 x)$ и преломлённый $\psi_2 = A_2 \times \exp(-i\omega t + ik_2 x)$ волны (рис. 2) (ω — частота волны, k — соответствующие волновые векторы, A — ам-

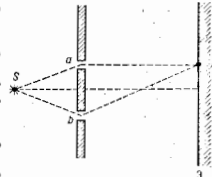


Рис. 1.

плитуды). Используя граничные условия, волновая теория позволяет определить отношения A_1/A_0 и A_2/A_0 и, следовательно, найти коэф. отражения $R=|A_1/A_0|^2$ и преломления $D(R+D=1)$ (см., напр., Френеля формулы; для простоты используем лишь одна компонента волны).

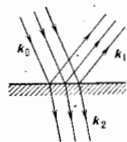


Рис. 2.

Рассмотрим это явление с корпускулярной точки зрения. Согласно корпускулярно-волновому дуализму, падающей волне отвечают частицы с импульсом $p_0 = \hbar k_0$, а отражённой и преломлённой волнам — частицы с импульсами $p_1 = \hbar k_1$ и $p_2 = \hbar k_2$. Поскольку частота волн при отражении и преломлении не меняется, частицы в каждой из волн имеют одинаковую энергию: $\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \hbar \omega$. В мысленном (и в принципе осуществимом) эксперименте, когда на границу двух сред падает одна частица, возникает вопрос, в какой из волн — отражённой или преломлённой — она окажется. Специфика корпускулярного описания (в отличие от волнового описания, позволяющего падающей волне разделиться на две) не допускает разделения одной падающей частицы на две, т. к. в противном случае при одинаковых энергиях частиц не выполнялся бы, напр., закон сохранения энергии. Поэтому приходится считать, что частица оказывается с случайным образом либо в отражённой, либо в преломлённой волне. Т. о., корпускулярное описание процесса требует вкратце всего отказа от полностью детерминированного описания движения отд. частицы и вследствие этого предположения о том, что законы движения могут предсказывать лишь вероятности, с к-рыми частица отразится от границы раздела двух сред или пройдёт через неё.

Обозначим символом $|X\rangle$ состояние частицы, возникающее в результате взаимодействия падающей частицы с границей двух сред, а символами $|p_1\rangle$ и $|p_2\rangle$ — состояния частицы, отвечающие отражённой и преломлённой волнам (с единичными амплитудами). Поскольку в состоянии $|X\rangle$ существует вероятность обнаружить частицу как в отражённой, так и в преломлённой волне, описание процесса в терминах корпускулярных представлений может быть получено, если предположить, что состояние $|X\rangle$ является суперпозицией состояний $|p_1\rangle$ и $|p_2\rangle$:

$$|X\rangle = c_1 |p_1\rangle + c_2 |p_2\rangle, \quad (2)$$

причём квадраты коэф. $|c_1|^2$ и $|c_2|^2$ пропорциональны вероятностям обнаружить частицу в соответствующих состояниях. Соотношение (2) по виду полностью аналогично суперпозиции отражённой и преломлённой волн на границе двух сред. Однако по своему смыслу суперпозиция состояний (2) принципиально отличается от суперпозиции к.-л. полей или волн. В то время как суперпозиция двух колебаний (напр., в упругой волне) имеет наглядный смысл и соответствует реальному сложению двух возможных колебаний, суперпозиция состояний (2) содержит альтернативные состояния и одной и той же частицы $|p_1\rangle$ и $|p_2\rangle$, т. е. допускает возможность того, что частица одновременно находится в двух альтернативных (по отношению к выбранному способу регистрации) состояниях. Это является отказом от наглядных классич. представлений о частицах как матер. точках, движущихся по определ. траекториям. Необходимость такого отказа диктуется корпускулярно-волновым дуализмом — к-рый следует признать как надёжно установленное на опыте и в принципе свойство материи. При этом только коэф. вероятностная интерпретация суперпозиции двух альтернативных состояний (2) позволяет избежать логич. противоречия, т. к., согласно этой интерпретации, в каждом отд. эксперименте частица с определ. вероят-

ностью может быть обнаружена лишь в одном из этих состояний. Возможность нахождения частицы одновременно в разных состояниях реализуется только при повторных измерениях в ансамбле тождественно «приготовленных» состояний частицы. Разумеется, если система состоит из большого числа независимых тождеств. частиц (как, напр., монохроматич. световая волна, состоящая из большого числа одинаковых фотонов), измерение сразу даёт распределение частицы по возможным состояниям в соответствии с вероятностями обнаружить её в этих состояниях.

Аналогия (2) с суперпозицией волн может быть распространена далее. Между преломлённой и отражённой волнами существует разность фаз, определяемая условиями на границе двух сред. Она является наблюдаемой величиной и может быть измерена, если посредством к.-л. устройства осуществить интерференцию этих волн (или их интерференцию с падающей волной). Для того чтобы при корпускулярном описании сохранились фазовые соотношения между соответствующими волнами, необходимо в качестве коэф. c_1 , c_2 в соотношении (2) использовать комплексные числа и считать, что физ. смысл имеет разность фаз этих комплексных чисел. Т. о., для полного описания волнового явления на корпускулярном языке необходимо приписать физ. смысл не только вероятностям $|c_1|^2$, $|c_2|^2$, но и самим коэф. c_1 , c_2 — т. н. амплитудам вероятности — с точностью до общей фазы. При этом для измерения разности фаз амплитуд необходимы интерференц. опыты.

2. Поляризационные явления (суперпозиция состояний, отличающихся значениями внутр. характеристики частицы). Поляризация представляет собой чисто волновое свойство, поскольку она определяется направлением колебаний в волне. Тем не менее частицам, соответствующим волне с определ. поляризацией, можно приписать дополнит. (внутр.) степень свободы, принимающую разл. значения для разных состояний поляризации. Для определенности рассмотрим фотоны, отвечающие световой волне. Опыт показывает, что угл. распределение электронов в фотоэффекте зависит от направления поляризации световой волны. А т. к. фотоэффект является чисто корпускулярным эффектом, то это означает, что фотон обладает дополнит. степенью свободы, связанной с поляризацией световой волны, к-рой он соответствует. Не рассматривая физ. смысла этой дополнит. степени свободы (связанной со спином фотона), можно убедиться, что она формально удовлетворяет всем требованиям, к-рые можно предъявлять к наблюдаемой (физ.) величине (см. *Наблюдаемая*), а именно: а) у фотона существуют состояния, в к-рых указанная величина с достоверностью принимает вполне определ. (собственные) значения; б) результатом измерения этой величины в произвольном состоянии фотона всегда является одно из её собств. значений. Пусть устройством П (поляризатор) пропуская эл.-магн. волну с поляризацией, параллельной оси z или оси x (рис. 3,а; 3,б; двойные стрелки обозначены направлением поляризации). Обозначим состояние фотона, прошедшего поляризатор в положении 3,а и 3,б, соответственно символами $|p_1\rangle$ и $|p_2\rangle$,

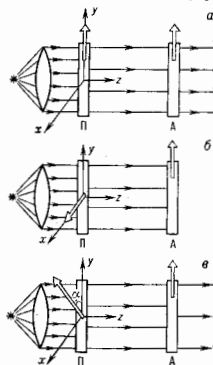


Рис. 3.

где p — импульс фотона, а направление стрелок отвечает поляризации волны вдоль осей y и z . Оба эти состояния являются собств. состояниями рассматриваемого внутри, переменной фотона, поскольку устройство А (анализатор), пропускающее (без поглощения) волну с поляризацией вдоль оси y , с достоверностью пропустит каждый одиночный фотон, «ригтоволненный» поляризатором в состоянии $|p, \uparrow\rangle$ (рис. 3, а), и поглотит каждый фотон в состоянии $|p, \rightarrow\rangle$. Рассмотрим теперь фотон, «ригтоволненный» поляризатором, пропускающим световую волну с поляризацией под углом α к оси y ; соответствующее состояние обозначим символом $|p, \nearrow\rangle$ (рис. 3, в). Пройдет ли этот фотон анализатора А или будет в нём поглочен, с достоверностью предсказать нельзя. Т. о., в этом случае (как и в предыдущем примере) необходимо отказаться от полностью детерминированного описания движения каждого отд. фотона. Вместе с тем следует считать (имея в виду происхождение световой волны, содержащей большое число фотонов), что для отд. фотона существуют вполне определ. вероятности рождения и поглощения в анализаторе. Адекватное этому матем. описание основывается на предположении, что состояние $|p, \nearrow\rangle$ является линейной суперпозицией состояний $|p, \uparrow\rangle$ и $|p, \rightarrow\rangle$:

$$|p, \nearrow\rangle = c_1 |p, \uparrow\rangle + c_2 |p, \rightarrow\rangle, \quad (3)$$

причем вероятности обнаружить фотон в состоянии $|p, \uparrow\rangle$ и $|p, \rightarrow\rangle$ равны $|c_1|^2$ и $|c_2|^2$. (Согласно волновому описанию, $|c_1|^2 = \cos^2 \alpha$, $|c_2|^2 = \sin^2 \alpha$.) Для линейно поляризованной под углом α к оси y световой волны разность фаз в волнах, поляризованных вдоль осей y и перпендикулярно к ней, равна нулю. Соответственно коэф. c_1, c_2 в (2) можно рассматривать как действит. числа [$c_1 c_2$, $\text{Im}(c_1 c_2) = 0$]. В более общем случае эллиптически поляризованной световой волны состояние отвечающего ей фотона может быть описано суперпозицией (3) с комплексными коэф., разность фаз к-рых соответствует разности фаз колебаний вдоль осей x и y . Для измерения этой разности фаз необходимо, помимо анализатора, использовать спец. устройства (напр., пластинку в четверть длины волны). Т. о., как и в предыдущем примере, физ. смысл имеют амплитуды вероятности c_1, c_2 (а не только вероятности $|c_1|^2, |c_2|^2$), причем в общем случае они должны быть комплексными числами, разность фаз к-рых равна разности фаз соответствующих волн.

На основе рассмотренных (и мн. др.) примеров можно прийти к заключению, что для описания волновых явлений в терминах корпускулярных представлений необходимо принять в качестве постулата след. принцип: если система может находиться в состояниях $|f_1\rangle, |f_2\rangle, \dots, |f_n\rangle$, в к-рых фаз. величина f принимает с достоверностью соответственно значения f_1, f_2, \dots, f_n , то система может находиться и в состоянии $|X\rangle$, являющемся линейной суперпозицией состояний $|f_i\rangle$:

$$|X\rangle = \sum_{i=1}^n c_i |f_i\rangle, \quad (4)$$

при этом вероятность обнаружить систему в состоянии $|f_i\rangle$ (т. е. получить в результате измерения физ. величины её значение f_i) равна $|c_i|^2$.

Принцип суперпозиции состояний тривиально обобщается на бесконечное (счетное или континуальное) множество состояний.

Вероятностное описание в К. м. Отказ от полностью детерминированного описания движения отд. частицы и переход к вероятностному описанию, адекватному принципу суперпозиции состояний, позволяет совместить волновые и корпускулярные свойства материи. Вероятностное описание, т. о., отвечает фундам. свойствам движения микробъектов и не связано с к.-л. неполнотой сведений о них. Подчеркнём, однако, что в его основе лежит чуждое классич. теории вероятностей понятие амплитуды вероятности, т. е. комплексного чис-

ла, у к-рого физ. смысл имеет не только квадрат модуля (равный вероятности), но и фаза (точнее, разность фаз двух амплитуд, соответствующих разности фаз волн). Именно использование амплитуд вероятности позволяет отразить волновые свойства объектов при их корпускулярном описании.

Математический аппарат К. м.

Векторы состояния и линейные эрмитовы операторы. Принцип суперпозиции состояний диктует выбор матем. аппарата К. м. Первым осн. понятием К. м. является квантовое состояние. Согласно принципу суперпозиции состояний, суперпозиция любых возможных состояний системы, взятых с произвольными (комплексными) коэф., является также возможным состоянием системы. Т. о., состояния системы образуют линейное векторное пространство. Тем самым принцип суперпозиции состояний вскрывает матем. природу квантового состояния. Он указывает на то, что состояние системы должно описываться нек-рым вектором — *вектором состояния*, являющимся элементом линейного пространства состояний. Это позволяет использовать матем. аппарат, развитый для линейных (векторных) пространств. Вектор состояния обозначается, по Дираку, символом $|\psi\rangle$. Если система находится в состоянии, в к-ром фаз. величина f имеет определ. (собств.) значение f_0 , вектор состояния системы удобно обозначать символом $|f_0\rangle$. Кроме сложения и умножения на комплексное число, вектор $|\psi\rangle$ может подвергаться ещё двум операциям. Во-первых, его можно проецировать на др. вектор, т. е. составить скалярное произведение $\langle\psi|$ с любым др. вектором состояния $|\psi'\rangle$; оно обозначается как $\langle\psi|\psi'\rangle$ и является комплексным числом, причем

$$\langle\psi|\psi'\rangle = \langle\psi'|\psi\rangle^*. \quad (5)$$

Скалярное произведение вектора $|\psi\rangle$ с самим собой, $\langle\psi|\psi\rangle$, — положит. число; оно определяет длину, или н. о. р. м. вектора. Норму вектора состояния удобно выбрать равной единице; его фазовый множитель произволен. Разл. состояния отличаются друг от друга направлением вектора состояния в пространстве состояний.

Во-вторых, можно рассмотреть операцию перехода от вектора $|\psi\rangle$ к др. вектору $|\psi'\rangle$. Символически эту операцию можно записать как результат действия на $|\psi\rangle$ нек-рого оператора \hat{L} :

$$\hat{L}|\psi\rangle = |\psi'\rangle. \quad (6)$$

При этом $|\psi'\rangle$ может отличаться от $|\psi\rangle$ длиной и направлением. В силу принципа суперпозиции состояний в К. м. особое значение имеют линейные операторы, в результате воздействия к-рых на суперпозицию произвольных векторов $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ получается, по определению, суперпозиция преобразованных векторов:

$$\begin{aligned} \hat{L}(c_1 |\psi_1\rangle + c_2 |\psi_2\rangle) &= c_1 \hat{L}|\psi_1\rangle + c_2 \hat{L}|\psi_2\rangle = \\ &= c_1 |\psi_1'\rangle + c_2 |\psi_2'\rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

Важную роль для оператора \hat{L} играют такие векторы $|\psi\rangle = |\psi_\lambda\rangle$, для к-рых $|\psi\rangle$ совпадает по направлению с $|\psi\rangle$, т. е.

$$\hat{L}|\psi_\lambda\rangle = \lambda |\psi_\lambda\rangle, \quad (8)$$

где λ — число. Векторы $|\psi_\lambda\rangle$ наз. с. о. б. с. т. в. н. м. векторами оператора \hat{L} , а числа λ — его с. о. б. с. т. в. н. м. значениями. Собств. векторы $|\psi_\lambda\rangle$ принято обозначать просто $|\lambda\rangle$, т. е. $|\psi_\lambda\rangle = |\lambda\rangle$. Собств. значения λ образуют либо дискретный ряд чисел (тогда говорит, что оператор \hat{L} имеет дискретный спектр), либо непрерывный набор (непрерывный, или сплошной, спектр), либо частично дискретный, частично непрерывный (смешанный спектр).

Очень важным для К. м. класс операторов составляют линейные эрмитовы операторы, собств. значения

к-рых вещественны. Собств. векторы эрмитового оператора, принадлежащие разл. собств. значениям, ортогональны друг к другу, т. е. $\langle \lambda | \lambda' \rangle = 0$. Из них можно построить ортогональный базис в пространстве состояний. Удобно нормировать эти базисные векторы на единицу: $\langle \lambda | \lambda \rangle = 1$. Произвольный вектор $|\psi\rangle$ можно разложить по этому базису:

$$|\psi\rangle = \sum_{\lambda} c_{\lambda} |\lambda\rangle; \quad c_{\lambda} = \langle \lambda | \psi \rangle. \quad (9)$$

При этом

$$\sum_{\lambda} |c_{\lambda}|^2 = \langle \psi | \psi \rangle, \quad (10)$$

и если вектор $|\psi\rangle$ нормирован на единицу, то $\sum_{\lambda} |c_{\lambda}|^2 = 1$.

Знак суммы в этих ф-лах означает суммирование по дискретному и интегрирование по непрерывному спектру значений λ . В последнем случае собств. векторы предполагаются нормированными на δ -функцию:

$$\langle \lambda | \lambda' \rangle = \delta(\lambda - \lambda'). \quad (11)$$

Любой линейный оператор \hat{M} в выбранном базисе $|\lambda\rangle$ может быть представлен матрицей:

$$M_{\lambda_j, \lambda_k} = \langle \lambda_j | \hat{M} | \lambda_k \rangle. \quad (12)$$

Если \hat{M} — эрмитов оператор, то $M_{\lambda_j, \lambda_k} = M_{\lambda_k, \lambda_j}^*$. (Для $|\lambda_j\rangle$, являющихся собств. векторами оператора \hat{M} , матрица M_{λ_j, λ_k} диагональна.) Если сопоставлять с произвольным вектором $|\psi\rangle$ столбец из его коэффици-

ентов $\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \end{pmatrix}$ в выбранном базисе (9), то действие оператора \hat{M} на $|\psi\rangle$, $\hat{M}|\psi\rangle = |\psi'\rangle$, сводится к матричному умножению:

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & \dots \\ M_{21} & M_{22} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c'_1 \\ c'_2 \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где столбец $\begin{pmatrix} c'_1 \\ c'_2 \\ \vdots \end{pmatrix}$ отвечает координатам вектора $|\psi'\rangle$ в том же базисе: $c'_i = \sum_{\lambda} M_{i\lambda} c_{\lambda}$.

Принципиальное значение для построения матем. аппарата К. м. имеет тот факт, что для каждой ф-зы. величины существуют нек-рые выделенные состояния системы, в к-рых эта величина принимает вполне определ. (единств.) значение. По существу это свойство является определением измеримой (физ.) величины, а состояния, в к-рых ф-за. величина имеет определ. значение, наз. собственными состояниями этой величины.

Т. к. в результате измерений ф-зы. величины f в любом произвольном состоянии системы $|\psi\rangle$ должно получаться одно из собств. значений измеримой величины f , то $|\psi\rangle$ должно быть представимо в виде линейной комбинации собств. состояний этой ф-зы. величины:

$$|\psi\rangle = \sum_f c_f |f\rangle. \quad (14)$$

Т. о., совокупность собств. состояний ф-зы. величины должна составлять (аналогично совокупности собств. векторов линейного эрмитова оператора) полный базис.

Амплитуды вероятности c_f представляют собой координаты вектора состояния $|\psi\rangle$ в выбранном базисе (для простоты ограничимся системой с одной степенью свободы). Задание c_f полностью определяет вектор состояния системы. Совокупность коэф. c_f наз. в о. л. п. о. и. ф. у. н. к. ц. и. е. и состояния в представлении величины f . Согласно вероятностной трактовке принципа суперпозиции состояний, сумма $\sum_f |c_f|^2 = \langle \psi | \psi \rangle$ должна быть

равна единице, т. е. вектор состояния должен иметь конечную (приводимую к единице) норму. Между собств. состояниями физ. величины и собств. векторами линейного эрмитова оператора можно заметить аналогию: во-первых, каждое из них отвечает определ. числу (собств. значению физ. величины или собств. значению оператора), и, во-вторых, произвольный вектор линейного пространства должен быть представим в виде линейных комбинаций собств. векторов [ср. (14) и (9)]. Эта аналогия указывает на то, что физ. величине следует поставить в соответствие линейный эрмитов оператор, действующий в пространстве векторов состояния. На основании приведенных физ. соображений формулируются след. постулаты К. м.

Основные постулаты К. м. I. Состояние системы полностью описывается вектором состояния, к-рый должен быть однозначным (с точностью до произвольной фазы) и иметь конечную норму.

Полнота описания подразумевает, что задание вектора состояния в к. л. определ. момент времени позволяет найти вектор состояния в любой др. момент времени и указать вероятности результатов измерений всех физ. величин в заданном состоянии системы.

Полное в указанном смысле описание квантовомеханич. системы (с помощью вектора состояния) оказывается невозможным в случае, когда рассматриваемая система является подсистемой нек-рой большей системы и существенно взаимодействует с её остальными частями. В этом случае система не обладает определ. вектором состояния, и её описание производится с помощью матрицы плотности. Состояния, описываемые вектором состояния, наз. чистыми состояниями, в отличие от смешанных состояний, описываемых матрицей плотности. Описание с помощью матрицы плотности является наиб. общей формой квантовомеханич. описания. Оно легит в основе квантовой статистики.

II. Каждой ф-зы. величине соответствует линейный эрмитов оператор, собств. значения к-рого являются возможными значениями физ. величины, а собств. векторы — её собств. состояниями, отвечающими выбранному собств. значению.

Конкретный вид линейных эрмитовых операторов, соответствующих таким физ. величинам, как импульс, угловой (орбитальный) момент, энергия, нутродурируется исходя из соответствия принципа, требующего, чтобы в пределе $\hbar \rightarrow 0$ рассматриваемые физ. величины принимали «классич.» значения, и согласуется с общими принципами определения этих величин на основе законов сохранения (см. ниже). Вместе с тем в К. м. существуют такие линейные эрмитовы операторы [напр., отвечающие преобразованию векторов состояния при отражении осей координат (*пространственной инверсии*), перестановке одинаковых частиц и др.], к-рым соответствуют измеримые ф-зы. величины, не имеющие классич. аналогов, напр. четность (см. *Операторы*).

III. В разложении (14) произвольного вектора состояния системы по ортонормированной системе собств. векторов $|f\rangle$ ф-зы. величины f значения $|c_f|^2 = \langle f | \psi \rangle^2$ равны вероятностям обнаружить систему в состоянии $|f\rangle$, т. е. вероятностям того, что при измерении f её значение окажется равным f_i .

В случае, когда величина f имеет непрерывный спектр, а собств. состояния нормированы условием:

$$\langle f | f' \rangle = \delta(f - f'), \quad (15)$$

выражение $|c_f|^2 = \langle f | \Psi \rangle^2$ представляет собой плотность вероятности, т. е. вероятность $dw_{f, f+df}$ обнаружить величину f в интервале $(f, f+df)$ равна:

$$dw_{f, f+df} = |c_f|^2 df. \quad (16)$$

Условие (15) формально противоречит постулату I, т. к. вектор состояния $|\Psi\rangle$, принадлежащий непрерывному спектру, имеет бесконечную норму. Это связано с тем, что «монокроматич.» состояние $|\lambda\rangle$, выделенное из непрерывного спектра, является матем. идеализацией. Подобной идеализацией является, напр., монокроматич. плоская эл.-магн. волна, к-рая должна была бы заполнять всё пространство и иметь поэтому бесконечную энергию. В действительности, любая физ. величина, принимающая непрерывные значения, может быть определена лишь с нек-рой точностью — в нек-ром интервале Δf , зависящем от точности прибора. Вектор состояния, отвечающий такому определению, представляет собой *волновой пакет*, составленный из монокроматич. состояний f в интервале Δf и имеющий конечную норму. Т. о., для физ. векторов состояний противоречие с постулатом I нег. Учитывая, однако, матем. преимущества использования монокроматич. состояний для описания непрерывного спектра, производится форм. расширение допустимого постулатом I класса векторов состояний путём включения в него нек-рых собств. векторов с бесконечной нормой (при условии, что из них может быть составлен волновой пакет с конечной нормой).

Постулат, определяющий зависимость вектора состояния от времени, будет сформулирован ниже [см. (29)].

Представления вектора состояния. Состояние системы определяется заданием нек-рой совокупности физ. величин, характеризующих систему, — т. н. *п о л н ы й н а б о р* a . Число физ. величин, составляющих полный набор, равно числу степеней свободы системы (включая возможные внутр. степени свободы). Естественно, что физ. величины, входящие в полный набор, должны быть одновременно измеримыми, способными принимать одновременно опред. значения. Это свидетельствует о том, что соответствующие данным величинам операторы должны иметь общие собств. векторы. Необходимым и достаточным условием этого является коммутативность (переставимость) соответствующих операторов. Т. о., для физ. величин F, G, \dots, H , составляющих полный набор, должны выполняться условия коммутации:

$$F\hat{G} = \hat{G}F, \dots, \hat{F}\hat{H} = \hat{H}\hat{F}, \dots, \hat{C}\hat{H} = \hat{H}\hat{C}, \dots \quad (17)$$

Общий собств. вектор этих величин удобно обозначать индексами их собств. значений: $|F_i, G_k, \dots, H_l\rangle$. Любая вектор состояния системы $|\Psi\rangle$ может быть представлен в виде:

$$|\Psi\rangle = \sum_{\xi} a(\xi) |\xi\rangle; \quad a(\xi) = \langle \xi | \Psi \rangle, \quad (18)$$

где ξ — совокупность собств. значений величин, входящих в выбранный полный набор, а совокупность координат $a(\xi)$ вектора состояний — волновая ф-ция системы в представлении, используемом в качестве базиса собств. векторы этого полного набора. Задание волновой ф-ции в к.-л. представлении полностью определяет вектор состояния системы и, в частности, её волновую ф-цию в любом др. представлении. Если η — совокупность собств. значений величин, составляющих др. полный набор (отличный от ξ), то волновая ф-ция $b(\eta)$ в этом представлении

$$|\Psi\rangle = \sum_{\eta} b(\eta) |\eta\rangle, \quad b(\eta) = \langle \eta | \Psi \rangle, \quad (19)$$

выражается через волновую ф-цию $a(\xi)$, и, наоборот, $a(\xi)$ может быть выражена через $b(\eta)$:

$$b(\eta) = \sum_{\xi} \langle \eta | \xi \rangle a(\xi), \quad a(\xi) = \sum_{\eta} \langle \xi | \eta \rangle b(\eta). \quad (20)$$

Как отмечалось, для непрерывного спектра собств. значений символы суммы в этих ф-лах означают интегрирование. Если в качестве измеримых величин взять координаты частиц, то волновая ф-ция системы будет задана в т. н. *конфигурационном представлении*. В частности, для одной частицы волновая ф-ция $\Psi(\mathbf{r})$ представляется собой коэф. разложения вектора состояния $|\Psi\rangle$ по собств. векторам $|\mathbf{r}\rangle$ операторов координаты $\mathbf{r} = (x, y, z)$, $\Psi(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{r} | \Psi \rangle$. В этом случае $|\Psi(\mathbf{r})|^2$ определяет вероятность dw обнаружить частицу в бесконечно малом объёме dV вокруг точки \mathbf{r} : $dw = |\Psi(\mathbf{r})|^2 dV$.

В ряде задач оказывается полезным *импульсное представление*, в к-ром в качестве полного набора используются операторы проекций импульса частицы $\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z$.

Эволюция системы во времени

Полнота описания системы, согласно постулату I, подразумевает, что задание вектора состояния в к.-л. момент времени t_0 , $|\Psi(t_0)\rangle$, позволяет найти вектор состояния $|\Psi(t)\rangle$ в любой последующий момент времени t . Т. о., имеется соответствие $|\Psi(t_0)\rangle \rightarrow |\Psi(t)\rangle$, т. е. должен существовать оператор $\hat{U}(t, t_0)$ (о п е р а т о р э в о л ю ц и и) такой, что

$$|\Psi(t)\rangle = \hat{U}(t, t_0) |\Psi(t_0)\rangle. \quad (21)$$

Сохранение нормы вектора состояния (сохранение полной вероятности) требует, чтобы \hat{U} был унитарным оператором: $\hat{U}^+ \hat{U} = 1$ (где \hat{U}^+ эрмитово сопряжённый \hat{U}). Рассматривая эволюцию за бесконечно малое время dt , можно представить оператор $\hat{U}(t+dt, t)$ с точностью до dt^2 в виде

$$\hat{U}(t+dt, t) = 1 + \hat{A} dt + o(dt^2) \quad (22)$$

(использовано, что $\hat{U}(t, t) = 1$). Условие унитарности приводит в этом случае к условию $\hat{A}^+ = -\hat{A}$, к-рое будет выполняться, если $\hat{A} = \pm i\hat{K}$, где \hat{K} — нек-рый эрмитов оператор. Полагая $\hat{A} = -i\hat{K}$ и используя разложение $|\Psi(t+dt)\rangle \approx |\Psi(t)\rangle + dt \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle$, можно получить ур-ние:

$$i \frac{d}{dt} |\Psi\rangle = \hat{K} |\Psi\rangle, \quad (23)$$

к-рому в соответствии с постулатом I должен подчиняться вектор состояния системы. Для того чтобы установить, какой физ. величине соответствует \hat{K} , необходимо дополнить физический принцип — принцип соответствия.

Принцип соответствия и уравнение Шрёдингера

Естественно потребовать, чтобы в пределе, когда дебройлевская длина волны частицы значительно меньше размеров, характерных для данной задачи (в частности, для макроскопических тел), законы К. м. переходили бы в законы движения классической механики, отвечающие движению частиц (тел) по классическим траекториям, а действия квантовомеханических операторов на векторы состояния сводились бы к умножению их на соответствующие классические величины. Эти требования составляют содержание принципа соответствия в К. м. Аналогичный предельный переход при др. волм. $\lambda \rightarrow 0$ от законов волновой оптики к законам геом. оптики хорошо известен. С др. стороны, существует тесная аналогия между классик. механикой и геом. оптикой. Лучи света в геом. оптике можно сопоставить с траекториями частиц; при этом закон распространения лучей между двумя точками определяется *Ферма принципом*, аналогичным *наименьшему действию* принципу для движения частиц. Предельному переходу от волновой оптики к геометриче-

ской отвечает определённое поведение волновых полей, к-рые могут быть представлены в виде

$$u = a \exp(i\varphi). \quad (24)$$

При длине волны $\lambda \rightarrow 0$ фаза $\varphi(\mathbf{r}, t)$ (наз. *эйконалом*) очень быстро меняется с расстоянием, и её изменение на характерных размерах $L \gg \lambda$ велико. Волновой вектор и частота волны определяются производными эйконала:

$$k = \nabla\varphi, \quad \omega = -\frac{\partial\varphi}{\partial t}. \quad (25)$$

Согласно принципу Ферма, луч света между двумя точками распространяется по траектории, соответствующим миним. изменению эйконала. Исходя из отме-

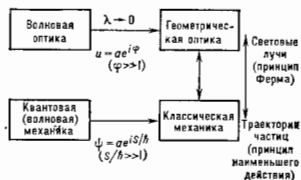


Рис. 4.

ченных аналогий (рис. 4), можно ожидать, что волновая ф-ция частицы в конфигурац. представлении в предельном случае $\lambda \rightarrow 0$ должна иметь вид

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = a \exp\left(\frac{i}{\hbar} S\right), \quad (26)$$

где S — действие, а \hbar выступает как безразмеривающий множитель в экспоненте. В классич. пределе $S/\hbar \gg 1$, и траектория частицы между двумя точками определяется минимумом S . Обобщённый импульс \mathcal{P} и ф-ция Гамильтона H частицы при этом равны:

$$\mathcal{P} = \nabla S, \quad H = -\frac{\partial S}{\partial t}. \quad (27)$$

Ф-лы (25)–(27) при $\varphi = S/\hbar$ соответствуют гипотезе де Бройля. Используя (27) и дифференцируя ф-цию (26) по времени, получаем выражение:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi. \quad (28)$$

Сравнивая (28) с общей зависимостью вектора состояния от времени (23), можно на основании принципа соответствия заключить, что оператор K отвечает ф-ции Гамильтона, делённой на \hbar . Обобщая полученный результат на произвольные системы, принимаем в виде специального постулата:

IV—эволюция вектора состояния описывается в р е м е н н ы м у р а в н е н и е м Ш р ё д и н г е р а,

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = \hat{H} |\Psi\rangle, \quad (29)$$

где \hat{H} — гамильтониан системы.

Аналогично, дифференцируя (26) по координатам, имеем:

$$-i\hbar \nabla \Psi = \mathcal{P}\Psi. \quad (30)$$

Обобщая этот результат (с учётом принципа соответствия), принимаем в качестве постулата выражение для оператора обобщённого импульса в конфигурац. пространстве:

$$\hat{\mathcal{P}} = -i\hbar \nabla. \quad (31)$$

Ввиду непрерывного (континуального) характера конфигурац. пространства матрица оператора импульса представляет собой *обобщённую функцию*. Для одно-

мерного случая, напр., она выражается через производную δ -функцию:

$$\mathcal{P}x, x' = -i\hbar \frac{d}{dx} \delta(x-x'). \quad (32)$$

Действие оператора координаты частицы в конфигурац. пространстве сводится к умножению волновой ф-ции на координату.

В конфигурац. представлении гамильтониан получается заменой обобщённых импульсов в ф-ции Гамильтона соответствующими операторами. Так, для частицы с массой m в потенц. поле гамильтониан имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{(-i\hbar \nabla)^2}{2m} + V(x, y, z) = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x, y, z), \quad (33)$$

где $V(x, y, z)$ — потенц. энергия частицы в этом поле, а для частицы с зарядом e и эл.-магн. поле, описываемом скалярным φ и векторным A потенциалами:

$$\hat{H} = \frac{(-i\hbar \nabla - (e/c)A)^2}{2m} + e\varphi. \quad (34)$$

(Существенно, что оператор $-i\hbar \nabla$ отвечает именно обобщённому импульсу \mathcal{P} частицы в эл.-магн. поле, к-рый в классич. механике имеет вид: $\mathcal{P} = m\mathbf{v} + (e/c)A$.)

С помощью постулатов I—IV может быть полностью построена матем. схема К. М. [Дан описания систем из одинаковых частиц необходимо дополнит. постулат (см. ниже)]. Спец. исследования показали, что система постулатов К. М. полна и непротиворечива. Чёткие правила устанавливаются соотношения между элементами матем. схемы и физ. величинами.

Среднее значение физической величины. Дисперсия

Согласно постулату III, вероятность получить в результате измерения физ. величины f её собствен. значение f_i равна $|c_i|^2$, где c_i являются коэф. разложения вектора состояния системы $|\Psi\rangle$ по собствен. состояниям измереваемой величины. Поэтому ср. значение f физ. величины f в данном состоянии системы равно:

$$\bar{f} = \sum_i |c_i|^2 f_i. \quad (35)$$

Используя условие $\hat{f}|f_i\rangle = f_i|f_i\rangle$ и разложение (14), имеем:

$$\bar{f} = \langle \Psi | \hat{f} | \Psi \rangle. \quad (36)$$

Если вектор состояния задан в базисе $|g_i\rangle$, отличным от собствен. векторов измереваемой величины, т. е. $|\Psi\rangle = \sum_i a_i |g_i\rangle$, то матрица оператора \hat{f} недиагональна и (36) принимает вид

$$\bar{f} = \sum_{i,k} a_i^* a_k f_{ik}, \quad (37)$$

соответствующий матричному произведению в (35):

$$\bar{f} = (a_1^* a_2^* \dots) \begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} & \dots \\ f_{21} & f_{22} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \end{pmatrix}.$$

В случае, когда система находится в собствен. состоянии измереваемой величины, ср. значение совпадает с её собствен. значением в этом состоянии. В общем случае существует разброс возможных значений измереваемой величины от ср. значения, характеризующий дисперсией (ср. квадратичным отклонением):

$$\Delta \bar{f}^2 = (\bar{f} - \bar{f})^2 = \langle \Psi | (\hat{f} - \bar{f})^2 | \Psi \rangle = \bar{f}^2 - (\bar{f})^2. \quad (38)$$

Соотношение неопределённости

Если операторы \hat{f} , \hat{g} двух физ. величин f , g не коммутируют, эти величины не могут быть точно измерены

одномерного. В любом состоянии системы между дисперсиями этих величин существует соотношение неопределённостей (СН):

$$\overline{\Delta \hat{f}^2} \cdot \overline{\Delta \hat{g}^2} \geq \frac{1}{4} |[\hat{f}, \hat{g}]|^2, \quad (39)$$

где $[\hat{f}, \hat{g}] = \hat{f}\hat{g} - \hat{g}\hat{f}$ — коммутатор операторов \hat{f} и \hat{g} . Поскольку коммутатор физ. величин в классич. пределе должен обращаться в нуль, величина его пропорциональна \hbar . Поэтому правая часть соотношения (39) пропорциональна \hbar^2 . В частности, для оператора компоненты импульса и соответствующей координаты

$$[\hat{p}_x, \hat{x}] = -i\hbar, \quad (40)$$

и СН для этих величин имеет вид:

$$\overline{\Delta p_x^2} \cdot \overline{\Delta x^2} \geq \frac{\hbar^2}{4}. \quad (41)$$

Оно означает, что для состояния, в к-ром частица локализована в области пространства Δx (рис. 5, а),

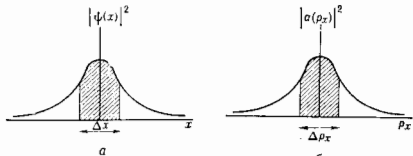


Рис. 5.

возможный разброс значений её импульса (около его ср. значения) заключён в области Δp_x (рис. 5, б), определяемой соотношением

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \sim \hbar. \quad (42)$$

Т. о., монохроматич. волна с опред. импульсом ($\Delta p_x \rightarrow 0$) должна занимать всё пространство ($\Delta x \rightarrow \infty$). Соотношение (39) может быть уточнено путём использования новой характеристики — корреляции величин f, g . Если определить коэф. корреляции r :

$$r = \frac{1}{2} \cdot \frac{(\hat{f} - \bar{f})(\hat{g} - \bar{g}) + (\hat{g} - \bar{g})(\hat{f} - \bar{f})}{\sqrt{\overline{\Delta \hat{f}^2} \overline{\Delta \hat{g}^2}}},$$

то для состояний, в к-рых $r \neq 0$ (39), принимает вид:

$$\overline{\Delta \hat{f}^2} \cdot \overline{\Delta \hat{g}^2} \geq \frac{1}{4} \left| \frac{[\hat{f}, \hat{g}]}{1 - r^2} \right|^2.$$

Состояния системы, минимизирующие СН (т. е. отвечающие знаку равенства), наз. *когерентными состояниями*.

СН играет большую эвристич. роль, т. к. мн. результаты задач, рассматриваемых в К. м., могут быть получены и понятии на основе комбинации законов классич. механики с СН. Важный пример — проблема устойчивости атома. Рассмотрим эту задачу для атома водорода. Пусть электрон движется вокруг ядра (протопа) по круговой орбите радиуса r со скоростью v . По закону Кулона сила притяжения электрона к ядру равна e^2/r^2 , где e — заряд электрона, а центростремит. ускорение равно v^2/r . По второму закону Ньютона, $m v^2/r = e^2/r^2$ (m — масса электрона), т. е. радиус орбиты $r = e^2/mv^2$ может быть сколько угодно малым, если v достаточно велика. Но в К. м. должно выполняться СН. Если допустить неопределённость положения электрона в пределах радиуса его орбиты r , а неопределённость скорости — в пределах v , т. е. неопределённость импульса в пределах $\Delta p = mv$, то (41) можно представить в виде: $mvv \geq \hbar$. Отсюда можно получить $v \leq e^2/\hbar$ и $r \geq \hbar^2/me^2$. Следовательно, движение электрона по орби-

те с $r \leq \hbar^2/me^2 = 0,5 \cdot 10^{-8}$ см невозможно, т. е. электрон не может упасть на ядро — атом устойчив. Величина a_0 и является радиусом атома водорода (боровским радиусом). Ему соответствует максимально возможная энергия связи атома $\epsilon_0 = -e^2/2a_0 \approx -13,6$ эВ, определяющая его минимальную энергию — энергию основного состояния.

Т. о., квантомеханические представления впервые давали возможность теоретически оценить размеры атома, выразив его радиус через мировые постоянные \hbar, m, e .

Указанные соображения позволяют понять устойчивость др. систем и оценить их характерные энергии. Действительно, из СН следует, что для частицы с массой m , совершающей движение в области с линейными размерами $\sim r_0$, ср. кинетич. энергия будет $T \approx \hbar^2/mr_0^2$. Применяя эту оценку к нуклонам в ядре ($m \approx 1,6 \times 10^{-24}$ г, $r_0 \approx (10^{-13} - 10^{-12})$ см), получаем характерные энергии порядка (1—10) МэВ. В то же время для вращат. уровней молекулы водорода ($r_0 \sim 10^{-8}$ см) она даёт оценку 10^{-2} эВ.

Для некомутирующих величин СН являются частным случаем общего *дополнительности принципа* Бора.

СН для энергии и времени требует особого рассмотрения (см. ниже).

Производная физической величины по времени

Ср. значение физ. величины является, вообще говоря, ф-цией времени. Это определяется зависимостью от времени вектора состояния $|\Psi\rangle$, рассматриваемого в (36) в *Шрёдингера представлении*. (Помимо этого возможна явная зависимость оператора \hat{f} от времени.) Производная ср. значения \bar{f} по времени является ср. значением некого оператора, к-рый, по определению, наз. производной физ. величины по времени:

$$\frac{d\bar{f}}{dt} = \overline{\left(\frac{d\hat{f}}{dt} \right)}, \quad (43)$$

где

$$\frac{d\hat{f}}{dt} = \frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{f}]. \quad (44)$$

С др. стороны, если использовать ф-лу (21), то зависимость в (36) от времени может быть перенесена с векторов состояния на операторы \hat{f}_H :

$$\begin{aligned} \bar{f} &= \langle \Psi_0 | \hat{f}_H | \Psi_0 \rangle, \\ \hat{f}_H(t) &= \hat{U}^\dagger(t, t_0) \hat{f} \hat{U}(t, t_0). \end{aligned} \quad (45)$$

Это соответствует *Гейзенберга представлению*. Используя ур-ние $i\hbar \partial \hat{U} / \partial t = \hat{H} \hat{U}$, к-рому подчиняется оператор эволюции, можно получить для производной $d\hat{f}_H/dt$ выражение, по форме аналогичное (44), но имеющее др. смысл, т. к. оно относится непосредственно к производной физ. величины, представляющей её гейзенберговым оператором:

$$\frac{d\hat{f}_H}{dt} = \left(\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} \right)_H + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_H, \hat{f}_H]. \quad (46)$$

Можно использовать также *взаимодействия представление*, являющееся в нек-ром смысле промежуточным между представлениями Шрёдингера и Гейзенберга.

Из (44) и (46) следует, в частности, что ср. значения физ. величин изменяются по законам классич. механики; это положение наз. *Эренфеста теоремой*. В соответствии с ним центр волнового пакета в предельном случае малых длин волн будет двигаться по классич. траектории.

Перестановочные соотношения и классические скобки Пуассона

Выражения (44) и (46) можно сопоставить с полной производной по времени ф-ции $f(q_1, \dots, q_i, \dots, p_1, \dots, p_i, \dots)$, зависящей явно от времени и от обобщенных классич. координат и импульсов системы, подчиняющихся Гамильтону уравнениям:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \{H, f\}_{\text{кл.}} \quad (47)$$

где $\{H, f\}_{\text{кл.}}$ — классич. скобка Пуассона:

$$\{H, f\}_{\text{кл.}} = \sum_i \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) \quad (48)$$

Сравнение (44) с (47) указывает на то, что коммутатору $[\hat{H}, \hat{f}]$ можно сопоставить классич. скобку Пуассона, умноженную на $-\hbar$:

$$[\hat{H}, \hat{f}] \rightarrow -\hbar \{H, f\}_{\text{кл.}} \quad (49)$$

Обобщая (49) на произвольные величины f, g , можно рассматривать это соотношение как особую формулировку принципа соответствия: коммутатор операторов двух физ. величин в предельном случае, когда действие для системы $S \gg \hbar$, переходит к коэф. $-\hbar$ в величину, равную классич. скобке Пуассона для этих величин,

$$[\hat{f}, \hat{g}] \rightarrow -\hbar \{f, g\}_{\text{кл.}} \quad (50)$$

Если физ. величине C , определяемой равенством $C = \{f, g\}_{\text{кл.}}$, отвечает оператор \hat{C} , то обобщением (50) является соотношение

$$[\hat{f}, \hat{g}] = -\hbar \hat{C} \quad (51)$$

Соотношения коммутации (51) дают все известные перестановочные соотношения для механич. величин (координат, компонент импульса и момента). В представлении Гейзенберга они вместе с ур-нием (46) полностью описывают поведение физ. системы.

Симметрия гамильтониана и сохраняющиеся величины

Если оператор физ. величины не зависит явно от времени и коммутирует с гамильтонианом, то, согласно (44), её ср. значение не меняется со временем, а отвечающий ей гейзенбергов оператор не зависит от времени. В частности, если в нач. момент времени такая физ. величина приняла к-л. своё собств. значение, то с течением времени система не выйдет из соответствующего собств. состояния. Существование таких сохраняющихся величин тесно связано с симметрией гамильтониана. Пусть гамильтониан системы \hat{H} не меняется при нек-ром преобразовании системы, к-рое осуществляется с помощью оператора \hat{O} , действующего на векторы состояния. Тогда из равенства $\hat{H}' = \hat{H}$, где $\hat{H}' = \hat{O}\hat{H}\hat{O}^{-1}$ — гамильтониан, действующий на преобразованные векторы состояния системы, следует: $\hat{O}\hat{H} = \hat{H}\hat{O}$. Вследствие сохранения формы вектора состояния при преобразовании симметрии оператор \hat{O} должен быть унитарен. Для преобразований симметрии, характеризующих непрерывным изменением к-л. параметра λ (такими являются, напр., сдвиги или повороты системы), унитарный оператор при бесконечно малом изменении параметра $\delta\lambda$ имеет вид:

$$\hat{O} = 1 + i\hat{K}\delta\lambda + o(\delta\lambda^2), \quad (52)$$

где \hat{K} — эрмитов оператор, и предполагается, что $\lambda = 0$ отвечает тождеств. преобразованию. Условие $\hat{H}\hat{O} = \hat{O}\hat{H}$ сводится к коммутации с гамильтонианом оператора \hat{K} , $[\hat{H}, \hat{K}] = 0$, и, следовательно, к сохранению физ. величины, к-рой он может соответствовать. Для операции сдвига системы на бесконечно малый вектор $\delta\mathbf{r}$ волновая

ф-ция системы задана в конфигурац. пространстве преобразуется по закону

$$\Psi(\dots, \mathbf{r}_i, \dots) \rightarrow \Psi(\dots, \mathbf{r}_i + \delta\mathbf{a}, \dots) = \Psi(\dots, \mathbf{r}_i, \dots) + \delta\mathbf{a} \cdot \sum_i \nabla_{\mathbf{r}_i} \Psi(\dots, \mathbf{r}_i, \dots)$$

(\mathbf{r}_i — координаты i -й частицы). Т. о., оператор бесконечно малого сдвига имеет вид:

$$\hat{O}_{\delta\mathbf{a}} = 1 + \delta\mathbf{a} \cdot \sum_i \nabla_{\mathbf{r}_i} = 1 + \frac{i}{\hbar} \hat{P} \delta\mathbf{a}, \quad (53)$$

где $\hat{P} = \sum_i \hat{p}_i = \sum_i (-i\hbar \nabla_{\mathbf{r}_i})$ — оператор полного импульса системы частиц. Если рассматриваемая система замкнута, а потенциалы взаимодействия между частицами зависят лишь от расстояния между ними, то её гамильтониан не меняется при сдвиге, и, следовательно, компоненты импульса, коммутируют с гамильтонианом, согласно (52), (53), сохраняются. Это находится в полном соответствии с законом сохранения импульса в классич. механике. При операции пространств. поворота на бесконечно малый угол $\delta\varphi$ вокруг оси, направление к-рой задается единичным вектором \mathbf{n} , координаты частиц системы преобразуются по закону:

$$\mathbf{r}_i \rightarrow \mathbf{r}_i + \delta\mathbf{r}_i, \quad \delta\mathbf{r}_i = [\delta\varphi \mathbf{r}_i], \quad \delta\varphi = \nu \delta\varphi,$$

и оператор поворота имеет вид:

$$\hat{O}_{\delta\varphi} = 1 + \delta\varphi \sum_i [\mathbf{r}_i \cdot \nabla_{\mathbf{r}_i}] = 1 + \frac{i}{\hbar} \delta\varphi \cdot \hat{L}, \quad (54)$$

где \hat{L} — оператор полного орбит. момента системы:

$$\hat{L} = \sum_i \hat{l}_i, \quad \hat{l}_i = [\mathbf{r}_i \hat{p}_i]. \quad (55)$$

Для замкнутой системы частиц, взаимодействующих по центр. закону, гамильтониан не меняется при поворотах, и поэтому компоненты момента, коммутируя с гамильтонианом, должны сохраняться. То же относится к компонентам момента отд. частицы, находящейся в центр. поле.

Если гамильтониан системы не меняется лишь при сдвиге вдоль к-л. одного направления или поворота вокруг к-л. одной опред. оси, то будут сохраняться соответствующие проекция импульса на это направление или проекция момента на выделенную ось.

Законы сохранения возникают не только для непрерывных симметрий гамильтониана. Так, для частицы, находящейся в периодич. поле, что является хорошей моделью движения электрона в кристалле, гамильтониан не меняется при сдвигах на векторы, кратные периодам решетки, и коммутирует с операторами соответствующих сдвигов. Это приводит к существованию особой сохраняющейся в периодич. поле величины — *квазиимпульса* (значения к-рого, в отличие от обычного импульса, определены лишь с точностью до векторов *обратной решетки*). Аналогичным образом для гамильтониана, периодически зависящего от времени, может быть определена величина *квазиэнергии*. Наличие у гамильтониана дискретных симметрий приводит в К. м. к сохранению ряда мультиинвариантных физ. величин, к-рые (в отличие от аддитивных импульса и момента) не имеют аналогов в классич. механике. Так, если гамильтониан системы инвариантен относительно отражения пространства. координат частиц: $\mathbf{r}_i \rightarrow -\mathbf{r}_i$, то он коммутирует с оператором пространств. инверсии \hat{P} , определяемым соотношением:

$$\hat{P}\Psi(\dots, \mathbf{r}_i, \dots) = \Psi(\dots, -\mathbf{r}_i, \dots). \quad (56)$$

Поскольку операция \hat{P}^2 является тождеств. преобразованием, собств. значения \hat{P}^2 равны 1, т. е. собств. значения оператора \hat{P} должны быть равными $P = \pm 1$ (верхний знак отвечает четным, нижний — нечетным вол-

новым ф-циям относительно изменения знака координат частиц). В случае коммутации \hat{P} с гамильтоном система, находившаяся первоначально в состоянии с к.-л. опред. собств. значением P , будет с течением времени оставаться в этом состоянии, т. е. пространств. четность в процессе эволюции системы сохранится. Т. к. пространств. четность системы, состоящей из неск. дезаимодействующих подсистем, равна произведению пространств. четностей подсистем, она является мультипликативным квантовым числом.

Др. пример мультипликативного квантового числа — зарядовая четность. Поскольку гамильтоном сильного и эл.-магн. взаимодействий не меняется при зарядовом сопряжении (замене всех частиц на античастицы), он коммутирует с оператором зарядового сопряжения \hat{C} , собств. значения к-рого, как и для пространств. инверсии, равны ± 1 . Собств. состояния оператора \hat{C} могут быть только у истинно нейтральных систем (см. Истинно нейтральные частицы), т. к. только такие системы при зарядовом сопряжении переходят сами в себя. Именно для них в процессах сильного и эл.-магн. взаимодействий сохраняется зарядовая четность. В процессах слабого взаимодействия, гамильтоном к-рого не меняется при CP -преобразовании (см. CP -инвариантность), сохраняется CP -четность.

Особое значение имеет инвариантность гамильтоновой системы относительно перестановки одинаковых частиц. Коммутативность гамильтонова с операторами перестановки любой пары одинаковых частиц означает, что в процессе эволюции системы тин симметрии её волновой ф-ции относительно перестановок одинаковых частиц не меняется со временем. В частности, волновые ф-ции, симметричные (антисимметричные) относительно перестановки любой пары одинаковых частиц, остаются симметричными (антисимметричными). Это позволяет ввести особые постулаты К. м., необходимые для описания систем одинаковых частиц (см. ниже).

Обратимость уравнения Шрёдингера во времени

Ур-ние Шрёдингера для системы бесспиновых частиц, взаимодействующих по центр. закону или (и) находящихся в эл. магн. поле (в отсутствие магнитного), сохраняет свой вид при замене t на $-t$ и одновремен. переходе к комплексному сопряжению (т. к. для таких систем $\hat{H}^* = \hat{H}$). На этом основана симметрия К. м. по отношению к обращению времени: если возможно к.-л. квантовомеханич. движение, описываемое вектором состояния $|\psi\rangle$, то возможно и движение, описываемое вектором состояния $|\psi^*\rangle$, при к-ром система проходит по времени те же состояния в обратном порядке. Для частиц со спином симметрия относительно обращения времени будет выполняться, если одновременно с переходом от $|\psi\rangle$ к $|\psi^*\rangle$ изменить направление проекции спинов частиц (т. к. она меняет знак при замене $t \rightarrow -t$). При наличии магн. поля симметрия относительно обращения времени будет выполняться, если одновременно с заменой $t \rightarrow -t$ рассматривать движение в магн. поле, знак к-рого изменён на противоположный. Это естественно, т. к. ур-ния эл.-магн. поля (Максвелла уравнения) симметричны относительно обращения времени при одновремен. замене напряжённости магн. поля $\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{H}$ (или эквивалентной замене скалярного и векторного потенциалов: $\phi \rightarrow \phi$, $\mathbf{A} \rightarrow -\mathbf{A}$). Формально обратимость ур-ния Шрёдингера в этом случае имеет место благодаря тому, что комплексно-сопряжённый гамильтоном для частиц в эл.-магн. поле совпадает с гамильтоном, преобразованным в соответствии с заменой $\phi \rightarrow \phi$, $\mathbf{A} \rightarrow -\mathbf{A}$.

Симметрия относительно обращения времени приводит к ряду важных следствий, таких, как Крамерса теорема, равенство коэф. туннельных переходов при проходе частиц потенциального барьера с разных сторон, теорема взаимности (согласно к-рой совпадают амплитуды двух процессов рассеяния, являющихся обратными по времени по отношению друг к другу). Существует, что в К. м. эта симметрия относится лишь к эволюции вектора состояния и не включает процесс измерения, к-рый носит необратимый характер.

Плотность потока вероятности

Из ур-ния Шрёдингера в конфигурац. пространстве с гамильтоном (33) вытекает уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (57)$$

где ρ — плотность вероятности обнаружить частицу в точке с координатами (x, y, z) в момент времени t , а вектор

$$\mathbf{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) \quad (58)$$

по своему смыслу представляет собой плотность потока вероятности. Т. о., вероятность частице пройти за ед. времени через площадку $d\sigma$ равна: $dW/dt = (\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}) d\sigma$ (\mathbf{n} — единичная нормаль к $d\sigma$). Соотношение (57) аналогично ур-нию непрерывности в гидродинамике и является непосредств. следствием сохранения полной вероятности (и отвечающего этому требованию условия эрмитовости гамильтонова). Если волновая ф-ция представлена в виде $\psi = A \exp(i\Phi)$ (где амплитуда $A(x, y, z, t)$ и фаза $\Phi(x, y, z, t)$ — действит. числа), то

$$\mathbf{j} = \rho \frac{\hbar}{m} \nabla \Phi, \quad \rho = |\psi|^2. \quad (59)$$

В частности, для плоской волны ($\Phi = -\omega t + k\mathbf{r}$) ур-ние (59) по аналогии с гидродинамикой даёт: $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$, где $\mathbf{v} = \hbar \mathbf{k}/m = \hbar \mathbf{k}/m$. (В связи с этим отметим, что оператор $(-i/\hbar) \nabla$ в (58) представляет собой оператор скорости $\hat{v} = \hat{p}/m$.) Из (59) следует, что отличный от нуля поток вероятности существует только в том случае, если волновая ф-ция имеет зависящую от координат фазу (если ψ — действительная, то $\mathbf{j} = 0$). Несмотря др. ситуация будет для заряд. частицы в эл.-магн. поле, волновая ф-ция к-рой оказывается неоднозначной из-за неоднозначности потенциалов поля, определённых с точностью до градиентного преобразования:

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla f; \quad \phi \rightarrow \phi - \frac{1}{c} \frac{\partial f}{\partial t}, \quad (60)$$

где $f(x, y, z, t)$ — произвольная ф-ция координат и времени. Поскольку преобразования (60) не меняют значений напряжённостей полей, они не должны влиять и на любые др. величины, имеющие физ. смысл. Действительно, ур-ние Шрёдингера с гамильтоном (34) не меняется при преобразовании (60), если одновременно проводится преобразование волновой ф-ции:

$$\psi \rightarrow \psi \exp(i(e/\hbar c) f). \quad (61)$$

При этом плотность потока вероятности равна

$$\mathbf{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{e}{mc} \mathbf{A} |\psi|^2 \quad (62)$$

и также остаётся неизменной при одновремен. проведении преобразований (60) и (61).

Зависимость фазы волновой ф-ции от потенциалов поля может приводить к наблюдаемым интерференц. эффектам даже в отсутствие прямого силового воздействия на заряд. частицу (см. Ааронова — Бома эффект).

Стационарные состояния

В классич. механике ф-ция Гамильтона не зависящая явно от времени, равна сохраняющейся со временем энергии системы. Соответственно в К. м. физ. система, гамильтоном к-рой не зависит от времени, может находиться в состояниях с опред. энергией. Эти состояния наз. стационарными. Отвечающие им векторы состояния являются частными решениями

временного уравнения Шрёдингера (29) и имеют вид:

$$|\Psi\rangle = \exp\{-i\mathcal{E}/\hbar t\} |\Psi_{\mathcal{E}}\rangle, \quad (63)$$

где $|\Psi_{\mathcal{E}}\rangle$ не зависит от времени и представляет собой собств. вектор оператора Гамильтона:

$$\hat{H}|\Psi_{\mathcal{E}}\rangle = \mathcal{E}|\Psi_{\mathcal{E}}\rangle, \quad (64)$$

принадлежащий собств. значению энергии \mathcal{E} . Ур-ние (64) является одним из осн. ур-ний К. м. и в част. случае о н а р н ы м у р а в н е н и е м Ш р ё д и н г е р а .

В стационарном состоянии постоянны и не меняются со временем ср. значение (любой) физ. величины f (не зависящей явно от времени) и вероятности w_{ij} , обнаружив при измерении то или иное значение f_i этой величины,

$$\bar{f} = \langle \Psi | \hat{f} | \Psi \rangle = \langle \Psi_{\mathcal{E}} | \hat{f} | \Psi_{\mathcal{E}} \rangle = \text{const},$$

$$w_{ij} = |a_{ij}|^2 = |\langle f_i | \Psi \rangle|^2 = |\langle f_i | \Psi_{\mathcal{E}} \rangle|^2 = \text{const}.$$

В частности, не меняется со временем вероятность обнаружить частицу в окрестности к.-л. точки (несколько для волновой ф-ции $\Psi(\mathbf{r}, t) = \exp\{-i\mathcal{E}/\hbar t\} \psi(\mathbf{r})$ стационарного состояния $|\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle = |\Psi(\mathbf{r})\rangle$). Т. о., стационарные состояния аналогично стоячей волне, в к-рой зависимость от времени факторизована и амплитуда колебаний в каждой точке не зависит от времени.

Соотношение неопределённости для энергии и времени

Для энергии и времени СН

$$\Delta \mathcal{E} \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (65)$$

отличается по смыслу от аналогичного соотношения (42), поскольку время t не является динамич. переменн. и должно рассматриваться как параметр. Для нестационарных состояний с характерным разбросом энергии $\Delta \mathcal{E}$ под величиной Δt в (65) следует понимать промежуток времени, в течение к-рого существенно (на величину соответствующей дисперсии) изменяются ср. значения физ. величин, характеризующих систему. Так, для волнового пакета шириной $\Delta x \approx 1/\Delta k$ величина Δt соответствует времени его прохождения через заданную точку: $\Delta t \approx \Delta z/v_{gr} \approx 1/\Delta \omega$ (где $v_{gr} = d\omega/dk$ — групповая скорость пакета, а $\Delta \omega$ — характерный разброс частот). Для квазистационарного состояния (см. ниже) в качестве Δt выступает его время жизни τ , и из соотношения (65) получается выражение для его ширины: $\Gamma \sim \hbar/\tau$.

Др. аспект соотношения (65) заключается в том, что возмущение, действующее на систему в течение времени Δt , вызывая в ней (независимо от своей величины) переходы между уровнями энергии в интервале $\Delta \mathcal{E}$, определяемом (65) [отсюда получается, напр., критерий адабатиности (см. *Адиабатические возмущения*)]. Этот аспект тесно связан с первым. Действительно, если рассматривать данную и возмущающую её системы как подсистемы единой замкнутой системы, то можно заключить, что последняя должна быть нестационарной и обладать характерным временем Δt изменения своих параметров (несколько именно на это время включается взаимодействие между подсистемами). Отсюда следует, что объединённая система обладает разбросом по энергии $\Delta \mathcal{E} \geq \hbar/\Delta t$. Если рассматриваемая подсистема первоначально находилась в стационарном состоянии, то таким разбросом энергии обладала бы возмущающая подсистема. Данная же подсистема приобретает его в результате обмена энергией при взаимодействии с возмущающей подсистемой. Условно можно сказать, что физ. система на короткие времена $\Delta t \sim \hbar/\Delta \mathcal{E}$ может переходить в виртуальные состояния с нарушением закона сохранения энергии на величину $\Delta \mathcal{E}$. Из (65) следует, что взаимодействие, приносимое виртуальными частицами с массой M , должно иметь радиус \hbar/Mc .

Стационарное уравнение Шрёдингера

В общем случае каждая квантовомехан. система характеризуется своим энергетич. спектром, определяемым из ур-ния (64). В зависимости от вида потенц. энергии (т. е. от характера взаимодействия в системе), энергетич. спектр может быть либо дискретным (как у осциллятора), либо непрерывным (как у свободной частицы), либо смешанным (напр., уровни атома при энергич. возбуждении, меньших энергий ионизации, дискретны, а при больших энергиях — непрерывны).

Характер квантовомехан. движения, описываемого ур-нием (64), можно понять, рассмотрев одномерное движение частицы (вдоль оси x) в случае, когда потенц. энергия V зависит только от x . Ур-ние Шрёдингера в конфигурац. пространстве

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + V(x) \psi = \mathcal{E} \psi \quad (66)$$

сводится к ур-нию

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{p^2(x)}{\hbar^2} \psi = 0, \quad (67)$$

где выражение $p^2(x) = 2m[\mathcal{E} - V(x)]$ совпадает с квадратом классич. импульса частицы (с энергией \mathcal{E}) в точке x . В классич. механике должно всегда выполняться условие $\mathcal{E} \geq V(x)$, причём точки x_0 , в к-рых $V(x_0) = \mathcal{E}$, являются точками остановки и ограничивают область возможного классич. движения. В отличие от классич. механики, ур-ние (66) имеет смысл и в области $V(x) > \mathcal{E}$, где классич. импульс формально становится мин. Это область движения наз. «неклассической». Для действит. решения ур-ния (67) $\psi'(x)$ обращается в нуль в точках остановки и в точках, где обращается в нуль сама $\psi(x)$. Эти точки являются точками перегиба ф-ции $\psi(x)$. Отсюда вытекает, что в неклассич. области $\psi(x)$ либо вовсе не обращается в нуль (будучи направленной выпуклостью вниз при $\psi > 0$ или выпуклостью вверх при $\psi < 0$), либо имеет всего один нуль, где происходит перегиб и поэтому сохраняется монотонное изменение $\psi(x)$. В классич. же области движения возможны осцилляции ф-ции $\psi(x)$. Т. о., поведение $\psi(x)$ в классич. и неклассич. областях качественно различно.

Рассмотрим квантовомехан. движение во внеш. поле с $V(x)$, изображённой на рис. 6. Для большей общ-

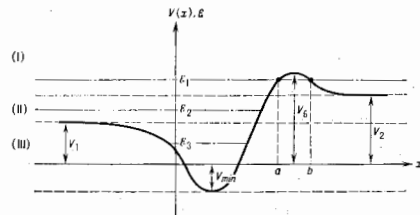


Рис. 6.

ности будем полагать наличие у $V(x)$ как потенц. барьера, так и потенц. ямы, а также считать, что предельные значения V при $x \rightarrow \pm \infty$ отличаются друг от друга (для определённости $V_2 > V_1$). Характер движения в таком поле качественно определяется положением энергии \mathcal{E} по отношению к предельным значениям потенц. энергии V_1 и V_2 на бесконечности. Он существенно различен в трёх областях: $\mathcal{E} > V_2 > V_1$ (I); $V_2 > \mathcal{E} > V_1$ (II); $V_{\min} < \mathcal{E} < V_2$ (III) ($V_{\min} = \min$ значение потенц. энергии). В области (I) при $x \rightarrow \infty$ существуют два приближённых линейно независимых решения ур-ния (67): $e^{\pm ik_1 x}$, $k_1^2 = 2m(\mathcal{E} - V_1)/\hbar^2 > 0$, к-рые можно рассматривать как асимптотику век-р-х

двух точечных линейно независимых решений $\Psi_1(x)$ и $\Psi_2(x)$. Общее решение $\Psi(x) = c_1\Psi_1(x) + c_2\Psi_2(x)$ при $x \rightarrow -\infty$ имеет асимптотику. Вид

$$\Psi(x) \sim c_1 e^{ik_1 x} + c_2 e^{-ik_1 x} \quad (68)$$

и полностью определяется заданием коэф. c_1, c_2 . С др. стороны, при $x \rightarrow +\infty$ существуют приближенные решения ур-ния (67) $e^{\pm ik_2 x}$, $k_2^2 = 2m(\mathcal{E} - V_2)/\hbar^2 > 0$, которые являются асимптотическими решениями линейно независимых решений $\Psi_3(x)$ и $\Psi_4(x)$. Точное решение $\Psi(x) = c_3\Psi_3(x) + c_4\Psi_4(x)$ при $x \rightarrow +\infty$ имеет асимптотику. Вид

$$\Psi(x) \sim c_3 e^{ik_2 x} + c_4 e^{-ik_2 x} \quad (69)$$

Поскольку $\Psi_3(x), \Psi_4(x)$ должны линейно выражаться через $\Psi_1(x), \Psi_2(x)$ (и наоборот), коэф. c_3, c_4 являются линейными ф-циями c_1, c_2 :

$$\begin{aligned} c_3 &= \alpha_{11}c_1 + \alpha_{12}c_2 \\ c_4 &= \alpha_{21}c_1 + \alpha_{22}c_2 \end{aligned} \quad (70)$$

Матричные элементы $\alpha_{ij}(\mathcal{E})$ являются нек-рыми функциями энергии и зависят от энергии. Из осциллирующих при $x \rightarrow \pm\infty$ решений (68), (69) можно составить волновые пакеты, имеющие конечную норму. Поэтому никакие ограничения на значения энергии в области (I) не возникают, спектр энергий непрерывный, а движение инфинитно (неограничено) в обе стороны. Каждое значение энергии при этом двукратно вырождено в соответствии с существованием в области (I) двух физических разл. движений. Первое из них отвечает движению частицы слева направо и выделяется граничным условием $c_4 = 0$ (т. е. требованием, чтобы при $x \rightarrow +\infty$ существовала только прошедшая слева волна), второе (выделяемое условием $c_1 = 0$) — движению справа налево. Отношение плотностей вероятности прошедшего и падающего потоков наз. коэф. прохождения (D), а отношение отраженного к падающему — коэф. отражения (R). Для первого из упомянутых движений

$$D = \frac{k_2}{k_1} \frac{|c_2|^2}{|c_1|^2}, \quad R = \frac{|c_1|^2}{|c_2|^2} \quad (71)$$

Из сохранения плотности потока следует, что $R + D = 1$. Используя обратимость ур-ния Шрёдингера во времени [к-ряд для стационарного случая сводится к тому, что наряду с любым решением $\Psi(x)$ решением (65) будет также комплексно-сопряженная ф-ция $\Psi^*(x)$], можно получить соотношение для матричных элементов в (70): $\alpha_{11} = \alpha_{22}^*$, $\alpha_{12} = \alpha_{21}^*$. Т. о., коэф. отражения (и соответственно прохождения) для частиц, движущихся слева направо ($R = |c_2|^2/|c_1|^2 = |\alpha_{21}/\alpha_{22}|^2$) и справа налево ($R' = |c_1|^2/|c_2|^2 = |\alpha_{12}/\alpha_{11}|^2$), одинаковы: $R' = R$, $D' = D$.

В отличие от классич. механики, коэф. прохождения для квантовомеханич. движения не равен нулю даже в случае, когда энергия (\mathcal{E}) меньше высоты барьера V_B . В этой ситуации при классич. движении слева направо частица должна была бы остановиться в точке a и затем, отразившись от барьера, двигаться налево (аналогично частица, двигавшаяся из области $x \rightarrow +\infty$ налево, должна была бы отразиться в точке остановки b). Область $a < x < b$ запрещена для классич. движения. В квантовом случае существует конечная вероятность подбарьерного, туннельного, перехода (см. *Туннельный эффект*). Для гладкого барьера в квазиклассическом приближении коэф. туннельного перехода равен

$$\begin{aligned} D &= \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_a^b |p(x)| dx \right\} = \\ &= \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2m(V(x) - \mathcal{E})} dx \right\}, \end{aligned} \quad (72)$$

где $a(\mathcal{E})$ и $b(\mathcal{E})$ — классич. точки остановки. Величина D в классич. пределе ($\hbar \rightarrow 0$) обращается в нуль (в

согласии с принципом соответствия). Существенно, что показатель экспоненты (72) зависит как квадратично от высоты барьера и линейно — от его длины. Поэтому вероятность туннельного перехода оказывается большей для сравнительно высоких и узких барьеров (часто встречающихся в ядерной физике), чем для низких и длинных (встречающихся, напр., в хим. реакциях). Характерна также зависимость экспоненты в (72) от массы частиц, обуславливающих заметную вероятность туннелирования для наиб. лёгких частиц — электронов.

Наряду с туннельным переходом чисто квантовым эффектом является и надбарьерное отражение от границы, происходящее при энергиях, превосходящих высоту барьера (и даже в отсутствие к-л. барьера, напр. при прохождении частицы над потен. ямой). «Классич.» частица в этом случае свободно проходит над барьером и лишь её кинетич. энергия изменяется от величины $(\mathcal{E} - V_1)$ до величины $(\mathcal{E} - V_2)$ [при прохождении слева направо в поле $V(x)$, изображённой на рис. 6]. Новым аналогом надбарьерного отражения частиц является частичное отражение световой волны от границы раздела двух прозрачных сред. Для гладких $V(x)$ коэф. надбарьерного отражения экспоненциально мал в случаях, когда энергия частиц значительно превышает высоту барьера.

В области энергий (II) асимптотич. решение при $x \rightarrow -\infty$ имеет вид (68) (т. к. $\mathcal{E} > V_1$), а решением при $x \rightarrow +\infty$ (т. к. $\mathcal{E} < V_2$) имеет вид:

$$\Psi \sim c_3 e^{-\kappa_1 x} + c_4 e^{\kappa_2 x}, \quad \kappa_2^2 = \frac{2m(V_2 - \mathcal{E})}{\hbar^2} \quad (73)$$

Поскольку общее решение ур-ния (67) определяется двумя константами, можно положить $c_4 = 0$ и тем самым избежать физического неприемлемого экспоненциально растущего при $x \rightarrow +\infty$ решения. Никакие ограничения на значения энергии в области (II) [так же, как в области (I)] не возникают, т. е. спектр энергий непрерывный. Однако уровни энергии [в отличие от двукратно вырожденных в области (I)] невырожденные. Это связано с необходимостью определ. выбора коэф. в одном из линейно независимых решений ($c_4 = 0$). Благодаря невырожденности уровней энергии решения ур-ния (67) $\Psi(x)$ и $\Psi^*(x)$ должны совпадать с точностью до множителя, т. е. волновая ф-ция в области (II) может быть выбрана действительной. Отсюда следует, что коэф. c_1, c_2 в (68) удовлетворяют условию $c_1 = c_2$, т. е. плотности потоков в волнах, идущих при $x \rightarrow -\infty$ налево и направо, одинаковы. Т. о., в области (II) квантовомеханич. движение, как и в классич. механике, finito с одной стороны и соответствует полному отражению частицы, падающей слева на потен. стенку. Однако, в отличие от классич. механики, в квантовомеханич. движении частица способна с экспоненциально затухающей вероятностью проникать внутрь барьера [см. (73)]. Это и обуславливает возможность подбарьерных переходов в случаях, когда барьер имеет конечную ширину. Точным волновым аналогом движения частиц в области (II) является полное внутреннее отражение света на границе двух сред.

В области (III) асимптотика решения ур-ния (67) при $x \rightarrow +\infty$ [так же, как и в области (II)] имеет вид (73), а при $x \rightarrow -\infty$ вместо (68) будет

$$\Psi(x) \sim c_1 e^{-\kappa_1 x} + c_2 e^{\kappa_2 x}, \quad \kappa_1^2 = \frac{2m(V_1 - \mathcal{E})}{\hbar^2} \quad (74)$$

При этом коэф. c_3, c_4 в (73) будут выражаться через c_1, c_2 линейно с помощью (70). Условие ограниченности $\Psi(x)$ при $x \rightarrow -\infty$ приводит к требованию $c_1 = 0$. Однако при этом для произвольного значения энергии из области (III) нельзя добиться ограниченности $\Psi(x)$ для $x \rightarrow +\infty$, т. к., согласно (70), $c_3 = \alpha_{12}c_2$, $c_4 = \alpha_{22}c_2$ и коэф. c_4 при экспоненциально растущем решении (73) будет, вообще говоря, отличен от нуля. Физически до-

пустые решетки получаются поэтому только для таких выделенных, дискретных, значений энергии ϵ_n , для k -рых $\alpha_{22}(\epsilon_n) = 0$. Эти значения ϵ_n являются, т. е., корнями ур-ния $\alpha_{22}(\epsilon) = 0$. Получаются уровни энергии невыврожденные и отвечают (как и в классич. механике) финитному движению частицы в потенц. яме, т. е. *связанным состояниям*.

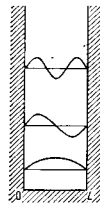


Рис. 7.

В отличие от классич. механики, где финитное движение в потенц. яме происходит между двумя точками остановки при любом значении энергии из области (II), квантовомеханич. движение возможно лишь при определ. дискретных значениях энергии. Возникновение дискретных уровней энергии («квантование энергии») — чисто волновое явление. Математически оно происходит благодаря тому, что условия ограниченности решения (73), (74) стационарного ур-ния Шрёдингера при $x \rightarrow \pm \infty$ играют роль краевых условий, удовлетворить к-рым можно лишь при дискретных энергиях (аналогично, напр., тому, как определ. граничные условия колебаний струны приводит к дискретному спектру её частот). Буквальная аналогия существует для движения частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками и колебаниями струны с закрепленными концами (рис. 7). В обоих случаях граничные условия приводят к тому, что на длине L струны (или ширины потенц. ямы) должно укладываться целое число n полуудов: $1/2 n \lambda = L$. Отсюда получается спектр энергий:

$$\epsilon_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} \cdot n^2, \quad k_n = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Дискретный спектр может быть проиллюстрирован также на примере квантового осциллятора — частицы, движущейся в поле $V(x) = 1/2 m \omega^2 x^2$. Задача о квантовом осцилляторе является одной из важнейших и точно решаемых аналитически задач К. м. Важность её обусловлена тем, что для произвольного потенц. поля в положении равновесия x_0 должен быть минимум потенц. энергии: $(dV/dx)_{x=x_0} = 0$, и $V(x)$ вблизи от положения равновесия приближённо представляется в виде осцилляторной: $V(x) = V(x_0) + 1/2 (d^2V/dx^2)_{x=x_0} x^2 + \dots$, где x — отклонение от положения равновесия, а частота колебаний эквивалентного осциллятора $\omega = \sqrt{(d^2V/dx^2)_{x=x_0}}/m$.

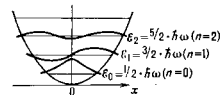


Рис. 8.

изображает потенц. энергию частицы. В этом случае частица с любой энергией (как и в случае ямы с бесконечными стенками) «заперта» внутри ямы, поэтому спектр её энергии дискретен. Горизонт. прямые изображают уровни энергии частицы. Энергия низшего уровня $\epsilon_0 = 1/2 \hbar \omega$ — наименьшее значение энергии, совместимое с соотношением неопределённости [положение частицы на две ямы ($\epsilon = 0$) означало бы точное равновесие, при k -ром $x=0$ и $p=0$, что невозможно, согласно принципу неопределённости]. Следующие, более высокие уровни энергии осциллятора расположены на равных расстояниях с интервалом $\hbar \omega$; энергия n -го уровня:

$$\epsilon_n = \hbar \omega (n + 1/2).$$

Над каждой горизонт. прямой приведена волновая ф-ция данного состояния. За пределами ямы (в неклассич. области) волновая ф-ция быстро затухает. В классич. области движения волновая ф-ция осциллирует. Характерно, что число узлов волновой ф-ции равно

квантовому числу n уровня энергии. Этот результат справедлив и для др. одномерных потенц. полей (т. н. о с с и л л а ц и о н а я т е о р е м а). В высоковольтных состояниях с большими n длина де-бройлевской волны частицы становится малой по сравнению с характерными размерами области движения. Движение приобретает классич. характер: волновой пакет, настроенный из состояний с близкими (и большими) n будет двигаться с большой точностью по классич. законам.

Дискретный характер уровней энергии, отвечающих связанным состояниям, позволяет понять, почему в определ. условиях заведомо сложные, составные системы (напр., атомы) ведут себя как элементарные частицы. Причина этого в том, что осн. состояние связанной системы отделено от первого возбуждённого состояния энергетич. интервалом, наз. э н е р г е т и ч е с к о й щ е л о к ю. Такая ситуация характерна для атомов, молекул, ядер и др. квантовых систем. Благодаря энергетич. щели внутр. структура системы не проявляется до тех пор, пока обмен энергией при её взаимодействиях с др. системами не превысит значения, равного ширине щели. Поэтому при достаточно малом обмене энергией сложная система (напр., ядро или атом) ведёт себя как бесструктурная частица (матер. точка). Так, при энергиях теплового движения, меньших энергии возбуждения атома, атомные электроны не могут участвовать в обмене энергией и не дают вклада в теплоёмкость. Справедливо и обратное заключение: наличие в системе возбуждённых состояний (как это, напр., имеет место для адронов) является свидетельством в пользу её составной структуры.

Движение в периодическом поле

Движение в периодич. поле $V(x+a) = V(x)$ (где a — период) может служить моделью движения электрона в кристалле и иллюстрирует возникновение разрешённых и запрещённых зон (полос) энергии. Пусть $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$ — два k -л. линейно независимых решений ур-ния Шрёдингера, отвечающих определ. энергии ϵ . Поскольку оператор сдвига на период полта коммутирует с гамильтономом, ф-ции $\varphi_1(x+a)$ и $\varphi_2(x+a)$ также будут решениями ур-ния Шрёдингера, принадлежащими тому же значению энергии. Поэтому они должны выражаться линейно через $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x+a) &= \beta_{11}\varphi_1(x) + \beta_{12}\varphi_2(x), \\ \varphi_2(x+a) &= \beta_{21}\varphi_1(x) + \beta_{22}\varphi_2(x). \end{aligned}$$

Матричные элементы β_{ik} в этом преобразовании зависят от вида $V(x)$ и выбранного значения энергии, а определитель матрицы $\beta_{ik} \Delta = \beta_{11}\beta_{22} - \beta_{12}\beta_{21}$ должен быть равен 1 (в силу условия постоянства определителя Вронского $\varphi_1\varphi_2 - \varphi_2\varphi_1 = \text{const}$, к-рому удовлетворяют два линейно независимых решения). Из решений $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$ можно составить линейную комбинацию $\psi = c_1\varphi_1 + c_2\varphi_2$, к-рая, будучи решением ур-ния Шрёдингера с энергией ϵ , одновременно является собств. состоянием оператора сдвига $\hat{V}\psi(x) = \psi(x+a) = \lambda\psi(x)$. Собств. значение λ при этом определяется ур-нием

$$\begin{vmatrix} \beta_{11} - \lambda & \beta_{21} \\ \beta_{12} & \beta_{22} - \lambda \end{vmatrix} = \lambda^2 - \lambda(\beta_{11} + \beta_{22}) + 1 = 0.$$

Для физически приемлемого решения должно выполняться условие $|\lambda| = 1$ (т. к. при $|\lambda| \neq 1$ неогранич. сдвиг решений в одну или др. сторону должен был бы приводить к бесконечно большому его значению). Для этого необходимо выполнение неравенства:

$$-1 \leq 1/2 [\beta_{11}(\epsilon) + \beta_{22}(\epsilon)] \leq 1,$$

к-рое и определяет допустимые при движении в периодич. поле не дискретные уровни, а полосы энергии. [Ф-ция $\beta_{11}(\epsilon) + \beta_{22}(\epsilon)$ не зависит от конкретного выбора решений $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$.] Полагая $1/2[\beta_{11}(\epsilon) +$

$+\beta_2(\varepsilon)]=\cos(\varphi_0)$, получим $\lambda = \exp(\pm iqa)$, где величина q — квазиимпульс системы. Энергия частицы (как следует из приведенного равенства, если его разложить относительно ε) должна быть четной функцией q . Тот факт, что собств. значение оператора сдвига равно $\exp(iqa)$, позволяет заключить, что волновая функция частицы в периодич. поле имеет вид: $\Psi = \exp(iqx)\varphi(x)$, где $\varphi(x) = \text{периодич. функция}$, $\varphi(x+a) = \varphi(x)$ (см. *Блоха теорема*). Эти результаты лежат в основе совр. теории твердого тела.

Движение в центральном поле

Задача о квантовомеханич. движении двух частиц с массами m_1 и m_2 [энергия взаимодействия между к-рыми $V(|r_2 - r_1|)$ зависит только от относит. расстояния между ними] сводится к рассмотрению свободного движения центра масс этих частиц и относит. движения в центр. поле $V(|r|)$ частицы с приведенной массой $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$. Т. к. центр. поле обладает симметрией вращения, при движении в нём сохраняется угл. момент частицы и в качестве полного набора измеряемых величин могут быть выбраны квадрат момента l^2 , проекция l_z момента на выделенную ось (обычно ось z) и энергия ε частицы. Соответственно волновая функция частицы в сферич. системе координат (r, ϑ, φ) может быть записана в виде произведения радиальной функции $Y_{lm}(r)$ (к-рую удобно представлять в виде $u(r)/r$) и угл. ф-ции, в качестве к-рой выбирается сферическая функция $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$, являющаяся собств. ф-цией квадрата момента и его проекция на ось z ,

$$\Psi(r, \vartheta, \varphi) = \frac{u_{\varepsilon, l}(r)}{r} Y_{lm}(\vartheta, \varphi). \quad (75)$$

При этом ф-ция $u_{\varepsilon, l}(r)$ удовлетворяет «одномерному» ур-нию Шрёдингера по переменной r :

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 u}{dr^2} + \left[V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \right] u = \varepsilon u \quad (76)$$

с эфф. потенц. энергией $V_{\text{эфф}} = V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$. Состояния с $l=0, 1, 2, 3, \dots$ наз. соответственно *s*-, *p*-, *d*-, *f*-, ... (и далее по алфавиту) состояниями. Второй член в $V_{\text{эфф}}$ наз. центробежной энергией (аналогичная добавка к $V(|r|)$ при рассмотрении радиального движения возникает в классич. механике из-за трансверсальной части кинетич. энергии частицы). Угл. зависимость (75) универсальна для любых центр. полей, что отражает универсальность выполнения закона сохранения момента в таких полях. В классич. механике этот закон приводит к тому, что движение в любом центр. поле происходит в фиксир. плоскости, перпендикулярной моменту и проходящей через центр. Поскольку при $m=1$ $Y_{l0} \sim (\sin \vartheta)^l$, выражение (75) в случае очень больших l отл. от нуля лишь вблизи плоскости $\vartheta = \pi/2$, т. е. в пределе больших l Y_{lm} описывает классич. плоское движение. Напротив, квантовое движение при малых l совершенно непохоже на классическое.

В ст. *Атом* на рис. 2 приведены распределения электронной плотности вокруг ядра в атоме водорода для состояний с низкими значениями l и m . Видно, что заданное момента (т. е. l и m) полностью определяет угл. распределение, к-рое сильно отл. от плоского. Особенно отл. от классического движение в *S*-волне, имеющее сферически симметричное распределение. В классич. физике устойчивое движение частицы с нулевым моментом в поле притяжения было бы вообще невозможно: частица падала бы на притягивающий центр. В К. м. для ялей притяжения, растущих (по модулю) при $r \rightarrow 0$ медленнее, чем const/r^2 , падения на центр в *S*-волне не происходит. Этот факт естественно следует из соотношения неопределенностей. Центробежная энергия при $l \neq 0$ представляет собой потенц. барьер, «экранирующий» область малых r . Существуют два решения ур-ния Шрёдингера: одно из них затухает под центробежным барьером при $r \rightarrow 0$, а другое —

растёт. Для $V(r)$, растущих при $r \rightarrow 0$ медленнее, чем const/r^2 , центробежная энергия обуславливает универс. зависимость радиальной ф-ции при $r \rightarrow 0$:

$$u_{\varepsilon, l}(r) \approx c_1 r^{l+1} + \frac{c_2}{r^l}. \quad (77)$$

Оба члена в (77) при $r \rightarrow 0$ являются линейно независимыми решениями ур-ния Шрёдингера. Условие конечности нормы требует затухания сингулярного решения, т. е. выбора $c_2 = 0$. Т. о., при $r \rightarrow 0$

$$\Psi \sim r^l. \quad (78)$$

Если энергия системы больше, чем значение $V(r)$ при $r \rightarrow \infty$ ($\varepsilon > V_\infty$), то решение ур-ния Шрёдингера на больших расстояниях должно иметь вид:

$$u_{\varepsilon, l} \sim c_3 e^{ikr} + c_4 e^{-ikr}, \quad k^2 = 2\mu(\varepsilon - V_\infty)/\hbar^2.$$

При этом (как и в одномерном случае отражения от потенц. стенки) поток в расходящейся от центра сферич. волне (e^{-ikr}) должен быть равен потоку в сходящейся волне (e^{ikr}), т. е. $|c_3| = |c_4|$. Исходя из этого, решение при $r \rightarrow \infty$ записывается в виде:

$$u_{\varepsilon, l}(r) \sim \sin\left(kr - \frac{\pi l}{2} + \delta_l\right), \quad (79)$$

где δ_l — т. н. ф-за рассеяния, равная нулю для свободного движения (она используется для нахождения амплитуды рассеяния). Решение (79) не накладывает к-л. ограничений на энергию системы. Поэтому при $\varepsilon \geq V_\infty$ энергетич. спектр непрерывный, а решения описывают несвязанные состояния инфинитного движения. Если в $V_{\text{эфф}}$ существует потенц. яма, такая, что $V_{\text{min}} < V_\infty$, то для энергий ε в интервале $V_{\text{min}} < \varepsilon < V_\infty$ решение ур-ния Шрёдингера при $r \rightarrow \infty$ имеет вид:

$$u_{\varepsilon, l} \sim c_5 e^{-\kappa r} + c_6 e^{\kappa r}, \quad \kappa^2 = 2m(V_\infty - \varepsilon)/\hbar^2. \quad (80)$$

Кэф. c_5, c_6 при двух линейно независимых решениях в (80) должны линейно выражаться через c_1, c_2 из (77) по ф-лам (70). Если для произвольной энергии из рассматриваемого интервала потребовать ограниченности решения в нуле, т. е. положить $c_2 = 0$, то кэф. c_1 при растущем на бесконечности решении, равный $c_4 = -\alpha_{21}(\varepsilon)c_1$, будет, вообще говоря, отл. от нуля. Это означает, что при произвольной энергии $\varepsilon < V_\infty$ может не существовать физически приемлемого решения. Возможные энергич. физ. состояний определяются ур-нем $\alpha_{21}(\varepsilon) = 0$ и образуют дискретный спектр. Они отвечают связанным состояниям. Т. о., условия ограниченности решения на границах области изменения радиальной переменной ($r=0$ и $r=\infty$) играют роль крайних условий, приводящих (как и в одномерном случае) к дискретному спектру энергий. Дискретные уровни в радиальном ур-нии Шрёдингера (76) измеряются радиальными квантовым числом n_r , начиная с основного ($n_r=0$). Поскольку $V_{\text{эфф}}$ зависит от l , энергия ур-ния определяется двумя квантовыми числами n_r и l . Число m наз. магнитным квантовым числом и при данном l может принимать $(2l+1)$ значений: $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$; m не входит в ур-ние (76), и энергия от него не зависит (т. к. m зависит от выбора оси z , а поле сферически симметрично). Поэтому уровень с квантовым числом l имеет $(2l+1)$ -кратное вырождение. Энергия уровня начинает зависеть от m лишь тогда, когда сферич. симметрия нарушается, напр. при помехи систем в магн. поле (*Зеемана эффект*). Для нек-рых видов $V(r)$ [напр., кулоновской: $V = -Ze^2/r$, или изотропного трёхмерного осциллятора: $V = (\mu\omega^2/2)(x^2 + y^2 + z^2)$] существует доп. решение (т. н. случайное) вырождение уровней энергии, обусловленное скрытой симметрией этих $V(r)$. Так, энергия водородоподобных атомов зависит от величин

вы $n = n_r + l + 1$, называемой главным квантовым числом:

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 \mu}{2n^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

Т. о., заданному числу $n \geq 2$ могут соответствовать состояния с разл. n_r и l . Такое совпадение представляется случайным, поскольку для разных l уровни энергии определяются в разных потенц. ямах (различающихся центробежной энергией). Как было показано В. А. Фоком (1935), оно объясняется особой симметрией кулоновского потенциала точечного заряда, проявляющейся в явном виде при решении задачи в импульсном представлении. Для многоэлектронных атомов, в к-рых каждый электрон движется не только в поле ядра, но и в поле остальных электронов, уровни энергии зависят также и от l . Для изотропного осциллятора $E = \hbar \omega (2n_r + l + \frac{1}{2})$ и совпадающими оказываются уровни с одинаковым значением $(2n_r + l)$, напр. s -состояние ($n_r = 1, l = 0$) и d -состояние ($n_r = 0, l = 2$). Общее число связанных состояний для центр. поля притяжения, убывающего (но модулю) при $r \rightarrow \infty$ быстрее, чем $\text{const}/r^2 + \epsilon$ ($\epsilon > 0$), конечно, а для убывающего медленнее, чем $\text{const}/r^2 - \epsilon$, — бесконечно (причем в последнем случае энергетич. спектр существует как точка $E = 0$).

Т. к. оператор пространств. инверсии коммутирует с моментом и гамильтонианом, состояния (75) в центр. поле обладают определ. пространств. четностью. Из св-ва сферич. ф-ции $Y_{lm}(\pi - \phi, \phi + 2\pi) = (-1)^l Y_{lm}(\phi, \phi)$ вытекает, что в состоянии (75) пространств. четность $P = (-1)^l$.

Квазистационарные состояния



Рис. 9.

экспоненциально затухает в обе стороны от них внутрь барьеров (рис. 9, б). Т. о., энергия квазистационарных состояний весьма близка к энергии стационарных состояний, существующих в поле, совпадающей с $V(r)$ слева от вершины барьера и равной V_0 справа от вершины. Энергия квазистационарных состояний может

быть приближённо определена по правилу квантования

Бора — Зоммерфельда: $\int_a^b p dq = \pi \hbar (n + 1/2)$. Для квази-

стационарного состояния амплитуда волновой ф-ции вне ямы (на рис. вправо точки с) значительно меньше, чем внутри ямы [отношение их квадратов пропорционально коэф. туннельного перехода D между точками (b, c)]. Для стационарн. энергии к-рых отличается от квазистационарных, соотношение между амплитудами волновой ф-ции внутри и вне ямы обратное (рис. 9, в). На рис. 9, б качественно изображена волновая ф-ция, отвечающая квазистационарному состоянию с $n = n_2$ ($E = E_2$), а на рис. 9, в — с энергией $E', < E_1 < E' < E_2$. В квазистационарном состоянии вероятность вылета частицы из ямы в единицу времени приближительно равна $w = \nu D$, где ν — частота классич. колебаний частицы между точками (a, b), отвечающая главному числу «ударов» о барьер в единицу времени. Для высокочастотных квазистационарных состояний $\nu \approx \Delta E / 2\pi \hbar$, где ΔE — расстояние между квазистационарными уровнями. Ввиду малости D для широких и высоких барьеров время жизни частицы внутри ямы ($\tau = 1/w$) оказывается значительно большим периода колебаний внутри ямы. Из СН следует, что энергия квазистационарного состояния может быть определена лишь с неопределённостью $\Gamma \sim \hbar/\tau$. Эту величину наз. шириной квазистационарного уровня.

Формально энергия и ширина квазистационарного уровня могут быть получены путём решения ур-ния Шрёдингера с граничным условием, требующим, чтобы на больших расстояниях волновая ф-ция представляла собой расходящуюся сферич. волну: $\psi \sim e^{ikr}/r$. Это условие отвечает частице, вылетающей из ямы, и приводит к комплексным собств. значениям энергии, к-рые записываются в виде: $E = E_0 - i\Gamma/2$ (E_0 и Γ — вещественные). Такая запись отвечает эквивал. убыванию квадрата модуля волновой ф-ции внутри ямы со временем ($\sim e^{-\Gamma t}$).

Квазистационарные состояния соответствуют полясам амплитуды рассеяния, аналитически продолженной по энергии в комплексную плоскость, и при энергии налетающей частицы вблизи квазистационарного уровня — резонансам в рассеянии (см. Брейна — Вигнера формула, Рассеяние микрочастиц). В плоскости комплексного l квазистационарным уровням (так же, как и стационарным) соответствуют определ. Редже траектории (см. Редже полюсов метод).

Спин. Полный момент

Если осн. состояние составной системы (напр., атома или ядра) отделено энергетич. щелью от возбужденных, то в процессах, где обмен энергией значительно меньше величины щели, систему можно считать элементарной, а её движение в поле, мало меняющемся на расстояниях порядка размеров системы, представлять как движение материальной точки с координатами центра масс системы. Если при этом в рассматриваемом состоянии система имеет момент, то его следует рассматривать как дополнит. внутр. перемещеную, характеризующую состояние частицы и влияющую на её поведение, напр., в магн. поле. Нет оснований считать, что подобная внутр. перемещеная отсутствует у частиц, к-рые при существующем уровне знаний принимаются за элементарные. Аппарат К. м. позволяет естеств. образом описать движение частицы с учётом её внутр. степени свободы, к-рая имеет смысл собств. момента и наз. спиновым моментом или просто спином. Для этого надо обобщить выражение (54) и считать, что в операторе бесконечно малого поворота системы $O_{\delta\varphi} \approx 1 + (i/\hbar) \mathcal{J} \delta\varphi$ оператор \mathcal{J} содержит две части: одна из них действует на координаты волновой ф-ции частицы $\psi(x, y, z, t)$ и представляет

собой оператор орбит. момента ($\vec{L} = [\vec{r}\vec{p}]$), а другая (S) действует на внутр. переменную σ , отвечающую спину. Оператор \vec{J} соответствует полному моменту и равен: $\vec{J} = \vec{L} + S$. Т. к. \vec{L} и S действуют на разные переменные волновой ф-ции, их компоненты коммутируют между собой. Пусть \vec{A} — векторная величина, к-рой соответствует оператор \vec{A} . По определению вектора, при повороте он должен меняться след. образом: $\vec{A} \rightarrow \vec{A} + [\delta\varphi, \vec{A}]$. Действуя оператором поворота на ф-цию $\hat{A}_{kl}\psi(x, y, z, \sigma, t)$ и учитывая, что $[\delta\varphi, \hat{A}]_k = \epsilon_{klm} \delta\varphi_l \hat{A}_m$ (где ϵ_{klm} — единичный полностью антисимметричный тензор), можно получить перестановочные соотношения

$$[\hat{J}_i, \hat{A}_k] = i\hbar \epsilon_{ikl} \hat{A}_l, \quad (81)$$

к-рые должны быть справедливы для любого вектора. Используя в качестве \vec{A} в (81) операторы \vec{J} , \vec{L} , S и учитывая коммутативность \vec{L} и S , можно прийти к заключению, что операторы компонент полного, орбитального и спинного моментов подчиняются одинаковым коммутат. соотношениям: $[\hat{J}_i, \hat{J}_k] = i\hbar \epsilon_{ikl} \hat{J}_l$, $[\hat{L}_i, \hat{L}_k] = i\hbar \epsilon_{ikl} \hat{L}_l$, $[\hat{S}_i, \hat{S}_k] = i\hbar \epsilon_{ikl} \hat{S}_l$. Из одних только этих перестановочных соотношений следует, во-первых, что любая компонента S измерима одновременно с квадратом спина $S^2 = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2$, т.е. $[\hat{S}_i, S^2] = 0$ (в качестве такой компоненты обычно выбирают проекцию на ось z), и, во-вторых, что собств. значения σ оператора проекции спина на выделенную ось, отличаясь друг от друга на 1 (в единицах \hbar), заключены между соседними максимальным (S) и минимальным ($-S$) значениями, т. е. принимают $(2S+1)$ значений: $S, S-1, \dots, -S$. Отсюда следует, что S может быть целым или полуцелым, в то время как квантовое число орбит. момента принимает только целые значения. О величине S говорят как о значении спина частицы. Из перестановочных соотношений следует также, что квадрат спина (в единицах \hbar^2) равен $S(S+1)$, и может быть получен инв. вид матриц операторов проекции спина $\hat{S}_x, \hat{S}_y, \hat{S}_z$ в представлении, где в качестве измеримой величины берётся проекция спина на ось z . Матричными элементами, отличными от нуля, являются

$$\langle \sigma+1 | \hat{S}_x | \sigma \rangle = \langle \sigma | \hat{S}_x | \sigma+1 \rangle = \frac{i}{2} \sqrt{(S-\sigma)(S+\sigma+1)},$$

$$\langle \sigma+1 | \hat{S}_y | \sigma \rangle = -\langle \sigma | \hat{S}_y | \sigma+1 \rangle =$$

$$= -\frac{i}{2} \sqrt{(S-\sigma)(S+\sigma+1)},$$

$$\langle \sigma | \hat{S}_z | \sigma \rangle = \sigma.$$

Задание этих матриц полностью определяет действие операторов проекции спина на волновую ф-цию системы, к-рую с учётом возможных значений внутр. переменной удобно представлять в виде столбца с $(2S+1)$ компонентами:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_S(x, y, z, t) \\ \Psi_{S-1}(x, y, z, t) \\ \dots \\ \Psi_{-S}(x, y, z, t) \end{pmatrix},$$

где $\Psi_\sigma(x, y, z, t)$ отвечает волновой ф-ции частицы в состоянии с $S_z = \sigma$.

Опыт показал, что спин электрона, протона и нейтрона равен $1/2$ (т. е. внутр. переменная, отвечающая спину, принимает для них 2 значения). В случае спина $1/2$

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_{1/2}(x, y, z, t) \\ \Psi_{-1/2}(x, y, z, t) \end{pmatrix},$$

а оператор спина имеет в этом представлении вид

$$\hat{S} = \frac{\hbar}{2} \sigma, \quad (82)$$

где $\sigma(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) =$ Паули матрицы;

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Со спином частицы может быть связан её магн. момент μ , к-рый принято выражать в виде

$$\mu = \frac{e}{2mc} \hbar S;$$

здесь величина $e/2mc$ — гиромагнитное отношение для орбит. движения, а величина \hbar безразмерна. Для электрона и мюона $g=2$ (с точностью до радиационных поправок). Теоретич. объяснение равенства $g=2$ было одним из достижений релятивистского ур-ния Дирака. Нерелятивистское квантовомеханич. движение частиц со спином $1/2$ описывается Паули уравнением.

Взаимодействие магн. момента атомного электрона с магн. полем, создаваемым ядром в системе покоя электрона, вместе с учётом релятивистских эффектов (т. н. томасовской прецессии) приводит к спин-орбитальной LS -связи, к-рая определяет тонкую структуру атомных спектров (см. Спин-орбитальное взаимодействие). При наличии LS -связи сохраняющимися являются величина полного момента J и его проекция J_z ; сохраняются также величины L и S , но не их проекция на ось z . Наглядно можно представить, что векторы L и S , складываясь, прецессируют вокруг направления J , а сам вектор J с равной вероятностью лежит на поверхности конуса с осью вдоль оси z , так что сохраняется проекция J_z на эту ось (рис. 10). Из этой картины сле-

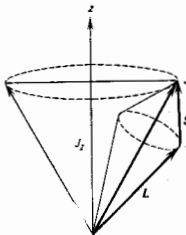


Рис. 10.

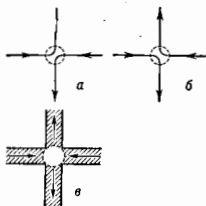


Рис. 11.

дует, что сохраняются проекция на J величин L и S [т. е. (LJ) и (SJ)], а также величина (LS) . Разл. ур-ням тонкой структуры соответствуют разные значения J . Взаимодействие магн. момента ядра с магн. полем, создаваемым электронной оболочкой (за счёт орбит. и спинного моментов), приводит к дополнит. расщеплению и сверхтонкой структуре атомных уровней.

Системы многих частиц. Тожественные частицы

Квантовомеханич. ур-ние движения для системы, состоящей из N частиц, описывается ур-нием Шрёдингера, содержащим потен. энергию, зависящую от координат всех частиц и включающую как воздействие на них внеш. поля, так и взаимодействие частиц между собой. Волновая ф-ция также является ф-цией координат всех частиц. Её можно рассматривать как волну в $3N$ -мерном пространстве.

Если квантовомеханич. системы состоят из одинаковых частиц, то в них наблюдается специфич. явление, не имеющее аналогии в классич. механике (хотя и в классич. механике случай одинаковых частиц тоже имеет нек-рую особенность). Пусть, напр., столкнулись две одинаковые «классич.» частицы (первая двинулась слева, а вторая — справа) и после столкновения разлетелись в разные стороны (напр., первая — вверх, вторая — вниз). Для результата столкновения не имеет

значения, какая из частей полетела, напр., вверх, вправо, поскольку частицы одинаковы, — практически надо учесть обе возможности (рис. 11, а и 11, б). Однако в принципе в классич. механике можно различить эти два процесса, т. к. можно проследить за траекториями частиц во время столкновения. В К. м. траекторий, в строгом смысле этого слова, нет, и область столкновения обе частицы проходит с нек-рой неопределенностью, с «размытыми траекториями» (рис. 11, в). В процессе столкновения области размытия перекрываются, и невозможно даже в принципе различить эти два случая рассеяния. Следовательно, в К. м. одинаковые частицы полностью неразличимы — тождественны. Не имеет смысла говорить о двух разных случаях рассеяния, есть только один случай — одна из одинаковых частиц полетела вверх, другая — вниз, индивидуальности у частиц нет. Все состояния, получающиеся перестановкой одинаковых частиц, в К. м. (в отличие от классической) неразличимы и при подсчете числа состояний должны приниматься за одно состояние (это разрешает парадокс Гиббса в статистич. физике).

Квантомеханич. принцип неразличимости одинаковых частиц можно сформулировать математически на языке волновых ф-ций. Вероятность нахождения частиц в данном месте пространства определяется квадратом модуля волновой ф-ции, зависящей от координат обеих частиц, $|\psi(1, 2)|^2$, где 1 и 2 означают совокупности пространств, и числовых переменных соответственно первой и второй частицы. Тождественность частиц требует, чтобы при перемещении их местами вероятности были одинаковыми:

$$|\psi(1, 2)|^2 = |\psi(2, 1)|^2.$$

Отсюда вытекают две возможности:

$$\psi(1, 2) = \psi(2, 1),$$

$$\psi(1, 2) = -\psi(2, 1).$$

Если при перемещении частиц местами волновая ф-ция не меняет знака, то она наз. симметричной, если меняет — антисимметричной. Поскольку только суперпозиция ф-ций одинаковой симметрии обладает оперед. (той же самой) симметрией, то в соответствии с принципом суперпозиции все состояния к.-л. пары одинаковых частиц должны описываться либо симметричными, либо антисимметричными волновыми ф-циями. Т. к. все взаимодействия одинаковых частиц симметричны относительно переменных 1, 2 (т. е. гамма-кванты коммутируют с оператором перестановки), то свойства симметрии или антисимметрии волновой ф-ции сохраняются во времени. Это означает, что требование одной оперед. симметрии относительно перестановки одинаковых частиц не противоречит принятым ранее постулатам К. м.

В системе из большего числа одинаковых частиц могли бы в принципе осуществляться более сложные представления группы перестановок частиц (см. *Парастатистику*). Однако, как показывает опыт, в системе из произвольного числа тождеств. частиц имеет место симметрия или антисимметрия относительно перестановки любой пары частиц. Свойство симметрии или антисимметрии оказывается характерным признаком данного сорта частиц. Соответственно все частицы делятся на два класса. Частицы, описываемые симметричными волновыми ф-циями, наз. *бозонами*, антисимметричными — *фермионами*. Эмпирически было установлено правило, связывающее симметрию волновых ф-ций тождеств. частиц со значением их спина (т. е. связь спина и статистики). В нерелятивистской К. м. оно было принято в качестве постулата:

У. Частицы с целым спином являются бозонами, с полуцелым — фермионами.

В дальнейшем связь спина и статистики была в оперед. предположениях обоснована теоретически Паули (*Паули теорема*), являющаяся одной из осн. теорем релятивистской К. м.). В частности, фермионами явля-

ются все *лептоны*, *барiony*, *кварки*, а бозонами — фотоны, *промежуточные векторные бозоны*, *глюоны*, π - и K -мезоны и др. Сложные частицы (напр., атомы ядра), состоящие из нечетного числа фермионов, являются фермионами, а из четного — бозонами.

Свойства симметрии волновой ф-ции определяют статистич. свойства системы. Пусть, напр., независимые тождеств. частицы находятся в одинаковых внеш. условиях (напр., во внеш. поле). Состояние такой системы можно опередить, задав *числа заполнения* — числа частиц, находящихся в каждом данном (индивидуальном) состоянии, т. е. имеющих одинаковые наборы квантовых чисел. Если тождеств. частицы имеют одинаковые квантовые числа, то их волновая ф-ция симметрична относительно перестановки частиц. Отсюда следует, что два одинаковых фермиона не могут находиться в одинаковых состояниях, т. к. для фермионов волновая ф-ция должна быть антисимметричной. Это свойство наз. принципом запрета Паули (принципом Паули). Т. о., числа заполнения для фермионов могут принимать лишь значения 0 или 1. Принцип Паули существенно влияет на поведение электронов в атомах, молекулах и т. д. Для бозонов же числа заполнения могут принимать произвольные целые значения. Поэтому с учетом квантомеханич. свойств тождеств. частиц существуют два типа статистик: *Ферми — Дирака статистика* для фермионов и *Бозе — Эйнштейна статистика* для бозонов. Пример ферми-системы — электронный газ в металле, пример бозе-системы — газ фотонов (т. е. равновесное эл.-магн. излучение), жидкий ^4He .

Принцип Паули является опеределяющим для объяснения периодич. системы элементов Менделеева, ядерных оболочек (см. *Ядро атомо*); он объясняет характерные свойства электронов в металлах, напр. их теплоемкость и электропроводность.

Обменное взаимодействие. Химическая связь

Молекула представляет собой связанную систему ядер и электронов, между к-рыми действуют эл. (кулоновские) силы (притяжения и отталкивания). Т. к. ядра значительно тяжелее электронов, электроны движутся гораздо быстрее и образуют нек-рое расширение отриц. заряда, в поле к-рого находятся ядра. В классич. механике и электростатике доказывалось, что система такого типа неустойчива (*Ирришью теорема*). Поэтому, даже если принять устойчивость атомов (к-рую нельзя объяснить на основе законов классич. физики), невозможно без специфически квантомеханич. закономерностей объяснить устойчивость молекул. Особенно неясно с точки зрения классич. представлений существование молекул из одинаковых атомов, т. е. с *ковалентной связью* (напр., простейшей молекулы H_2). Оказалось, что свойство антисимметрии электронной волновой ф-ции так изменяет характер взаимодействия электронов, находящихся у разных ядер, что возникновение такой связи становится возможным.

Рассмотрим для примера молекулу водорода H_2 , состоящую из двух протонов и двух электронов. Волновая ф-ция такой системы представляет собой произведение двух ф-ций, одна из к-рых зависит только от координат, а другая — только от силовых переменных обоих электронов. Если суммарный спин электронов равен нулю (спины антипараллельны), силовая ф-ция антисимметрична относительно перестановки силовых переменных электронов, и для того чтобы полная волновая ф-ция (в соответствии с принципом Паули) была антисимметричной, координатная часть волновой ф-ции $\psi(r_1, r_2)$ должна быть симметричной относительно перестановки координат электронов. Приближенно она может быть представлена в виде

$$\psi \sim \psi_a(1)\psi_b(2) + \psi_b(1)\psi_a(2), \quad (83)$$

где $\psi_a(r_i)$, $\psi_b(r_i)$ — координатная часть волновой ф-ции i -го электрона ($i=1, 2$) соответственно у ядер a и b .

Кулоновское взаимодействие пропорционально плотности электр. заряда $\rho = e|\psi|^2 = e\psi\psi^*$. При учёте свойств симметрии $\psi(r_1, r_2)$, помимо плотностей обычного вида:

$$e|\psi_a(1)|^2|\psi_b(2)|^2, \quad e|\psi_a(1)|^2|\psi_a(2)|^2,$$

соответствующих двумя различным отд. электронам около разных ядер, появляются добавки к плотности вида:

$$e\psi_a^2(1)\psi_b(2)\psi_b^2(2)\psi_a(2),$$

$$e\psi_a^2(1)\psi_a(1)\psi_b^2(2)\psi_b(2).$$

Они наз. обменной плотностью, потому что возникают как бы за счёт обмена электронами между двумя атомами. Именно эта обменная плотность, приводящая к увеличению плотности отрицат. заряда между двумя положительными ядрами, и обеспечивает устойчивость молекулы в случае ковалентной хим. связи. При суммарном спине электронов, равном 1, $\psi(r_1, r_2)$ антисимметрична, т. е. в (83) перед вторым слагаемым стоит знак минус и обменная плотность имеет отрицат. знаки, следовательно, уменьшает плотность отрицат. электр. заряда между ядрами, что приводит как бы к дополнит. отталкиванию ядер. Т. о., симметрия волновой ф-ции приводит к «дополнит., обменному взаимодействию». Характерная зависимость этого взаимодействия от спинов электронов. Непосредственно динамические спины не участвуют во взаимодействии — источником взаимодействия являются электр. силы, зависящие только от расстояния между ядрами, но в зависимости от суммарного спина электронов волновая ф-ция, антисимметричная относительно перестановки двух электронов (вместе с их спинами), может быть симметричной или антисимметричной относительно перестановки только положений электронов (их координат). От типа же симметрии $\psi(r_1, r_2)$ зависит знак обменной плотности и соответственно эфф. притяжение или отталкивание частиц в результате обменного взаимодействия. Т. о., суммарный спин электронов фактически определяет хим. связь. В двухатомных молекулах с одинаковыми ядрами от суммарного спина ядер зависит, в каких вращат. состояниях может находиться молекула. Так, молекула H_2 при суммарном спине протонов $S=1$ (ортоводород) может находиться только во вращат. состояниях с нечётным моментом, а при $S=0$ (параводород) — только с чётным. Расчёты строения и свойств молекул на основе К. м. являются предметом *квантовой химии*.

Обменное взаимодействие играет существ. роль во мн. явлениях, напр. объясняет ферромагнетизм. В этом случае обменная энергия имеет др. знак, чем в молекуле. Благодаря отталкиванию электронов более низким во энергии оказывается состояние с антисимметричной координатной ф-цией и, следовательно, симметричной спиновой ф-цией (отвечающей параллельной ориентации спинов). Такое же различие имеет место для уровней орто- и парагелия.

Множество явлений в конденсир. телах тесно связано со статистикой образующих их частиц и с обменным взаимодействием. Условие антисимметрии волновой ф-ции для фермионов приводит к тому, что они при большой плотности как бы эффективно отталкиваются друг от друга, даже если между ними не действуют никакие силы. Эти силы отталкивания между электронами (обусловленные принципом Паули) дают осн. вклад в давление сжатого вещества (при давлениях выше деск. сотен млн. атм. когда ядра сближаются настолько, что начинают разрушаться атомные оболочки) и объясняют феномен белых карликов. В то же время между бозонами, к-рые описываются симметричными волновыми ф-циями, возникает как бы силы притяжения: чем больше бозонов находится в к.-л. состоянии, тем больше вероятность перехода др. бозонов системы в это состояние (подобного рода эффекты лежат в основе сверхтекучести и сверхпроводимости, принципа работы лазеров).

Приближённые методы К. м.

Ур-ние Шрёдингера имеет точное аналит. решение только для огранич. класса систем (важнейшими из к-рых являются осциллятор и водородоподобный атом). В связи с этим особое значение имеют всевозможные приближённые методы К. м.

Довольно общий приближённый метод К. м. — *возмущенный метод*, применяемая в случаях, когда доминирует взаимодействие, рассматриваемое как возмущение, может считаться малым. При этом постановка задачи различна для возмущений, зависящих и не зависящих от времени. В последнем случае с помощью аппарата т. н. стационарной теории возмущений обычно ищут сдвиги дискретных уровней энергии или их расщепления (когда имеется вырождение) и соответствующие волновые ф-ции. Для возмущений, зависящих от времени, обычно ставится задача определения вероятностей переходов между разл. состояниями системы под влиянием возмущения. Между состояниями, принадлежащими сплошной спектру энергии, подобного рода переходы могут возникать и под действием возмущений, не зависящих от времени. В обоих случаях используется т. н. стационарная теория возмущений. Одним из распространённых применений этой теории к задачам рассеяния является *борновское приближение*.

Для плавно меняющихся потенциалов успешно применяется квазиклассич. приближение, в особенности для вычисления коэф. туннельных переходов и уровней энергии (с помощью правил квантования Бора). Наиб. последоват. способ вычисления коэф. надбарьерного отражения и матричных элементов по быстро осциллирующим квазиклассич. ф-циям даёт аналитич. продолжение квазиклассич. решений в область комплексного переменного. Сходным с квазиклассическим является метод рассмотрения *адиабатических возмущений*. В ряде случаев области применимости квазиклассич. и борновского приближений дополняют друг друга. Так, для кулоновского рассеяния электр. частицы на ядре условием применимости борновского приближения является $Zz^2/hv \ll 1$, а квазиклассического $Zz^2/hv \gg 1$ (где v — скорость частицы).

Особые трудности вызывает рассмотрение систем с большим числом взаимодействующих частиц (напр., многоатомных молекул или ядер). В этом случае для определения уровней и волновых ф-ций успешно используются *вариационные методы расчёта* (эффективность к-рых существенно возрастает по мере увеличения мощности используемых ЭВМ). Если в многочастичной системе выделяются «быстрые» и «медленные» движения отд. составляющих, то возможно использование *адиабатического приближения*. Одним из наиб. распространённых способов рассмотрения квантовомеханич. движения в многочастичных системах является метод *самосолеванного поля* (см. также Хартри — Фока метод), к-рый особенно эффективен в сочетании с вариацион. методами.

Парадоксы К. м.

Если квантовомеханич. переход из одного состояния в другое может осуществляться через разл. промежуточные состояния, то амплитуда перехода представляет собой суперпозицию амплитуд альтернативных движений, или *путей* в переходе. При этом вероятность перехода может быть не равна сумме вероятностей переходов по отд. путям (как в случае классич. движения, т. е. в К. м., как отмечалось выше, складываются амплитуды переходов (с их фазами), а не вероятности). В сложении альтернативных движений (или состояний) проявляется отсутствие наглядности квантовомеханич. принципа суперпозиции. И в этом по существу корень всех обсуждавшихся парадоксов К. м. Остановимся на нек-рых из них.

1) Проходит ли фотон сразу через две щели (см. рис. 1)?

Пусть $|S\rangle$ — состояние фотона, выходящего из источника S , а размеры щелей a и b (для простоты) значительно меньше длины волны. Тогда $\langle a|S\rangle$ и $\langle b|S\rangle$ — амплитуды вероятности обнаружить фотон в состояниях $|a\rangle$ и $|b\rangle$, отвечающих попаданию его соответственно в щель a и b . Обозначая амплитуды вероятности нахождения фотона из состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ в произвольную точку экрана x символами $\langle x|a\rangle$ и $\langle x|b\rangle$, можно представить амплитуду перехода фотона из источника S в точку x в виде суммы:

$$\langle x|S\rangle = \langle x|a\rangle \langle a|S\rangle + \langle x|b\rangle \langle b|S\rangle = \varphi_1 + \varphi_2, \quad (84)$$

где φ_1 , φ_2 обозначены первый и второй члены в сумме. Вероятность w_{xS} попадания фотона в точку x может быть представлена в виде:

$$w_{xS} = |\varphi_1 + \varphi_2|^2 = |\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2 + (\varphi_1^* \varphi_2 + \varphi_1 \varphi_2^*). \quad (85)$$

Первые два члена в (85) неотрицательны и совпадают с вероятностями попадания в точку x классич. частицы, движущейся соответственно по траекториям Sax и Sbx . Третий член — интерференционный, возникающий из-за того, что в (84) складываются амплитуды двух альтернативных переходов. Интерференц. член может обратиться в нуль вероятност. w_{xS} даже в том случае, когда $|\varphi_1|^2 \neq 0$ и $|\varphi_2|^2 \neq 0$. При $w_{xS} = 0$ интерференц. член быстро осциллирует с изменением координаты точки x , так что его ср. значение, взятое по малой окрестности dx , обращается в нуль и вероятност. w_{xS} совпадает с тем, что даст классич. представление о движении частиц по опред. траекториям. В условиях же, когда наблюдается интерференц. картина, в амплитуде (84) обязательно присутствуют альтернативные пути перехода: понятие опред. траектории теряет смысл. Поскольку амплитуда вероятности описывает движение отд. частиц, выражение (84) подразумевает, что в терминах амплитуды вероятности частица одновременно проходит через две щели — a и b . Это противоречит корпускулярным представлениям. Избегать формально логич. противоречия (возможность для частицы пройти одновременно двумя путями) позволяет вероятностная интерпретация.

Подчеркнем, что К. м., основываясь на понятии наблюдаемой физ. величины, в состоянии отвечать лишь на такие вопросы, к-рые могут быть сформулированы в терминах определенной (хотя бы мысленной) измерит. процедуры. Поэтому вопрос о том, проходит ли частица сразу через две щели, формулируется так: возможно ли зарегистрировать одновременно прохождение частицы через эти щели? Такая постановка вопроса предопределяет наличие детекторов, регистрирующих прохождение частицы. В соответствии с корпускулярными представлениями для каждой частицы, испущенной источником, будет срабатывать лишь один детектор (с вероятностями $\langle a|S\rangle^2$ и $\langle b|S\rangle^2$, т. е. зарегистрировать прохождение частицы одновременно через две щели не удастся. Но фиксация щели, через к-ую прошла частица, т. е. фиксация её траектории, оставляет в амплитуде (84) лишь один член. Поэтому статистич. распределение частиц на экране после прохождения большого их числа будет отвечать классич. распределению $|\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2$. Т. о., попытка определить траекторию частицы является таким вмешательством в процесс, к-рое ликвидирует интерференцию.

Для интерференции существенно наличие неск. возможных путей перехода из нач. состояния в конечное. Это относится не только к дифракции на двух щелях. Так, взаимная компенсация амплитуд перехода $K^0 \rightarrow K^0$ (см. К-мезоны) через промежуточные состояния кварк-антикварков u, \bar{u}, s, \bar{s} объяснила в механизме Глэшоу — Идзидзуноса и Майяни наблюдаемую разность масс короткоживущих и долгоживущих каонов и поэтому являясь в своё время одним из наиб. веских теоретич. аргументов в пользу гипотезы существования с-кварков (см. *Электрослабое взаимодействие*).

2) Волновая ф-ция частицы в конфигурац. представлении является решением ур-ния Шрёдингера вместе с граничными условиями, накладываемыми физ. соображениями. При этом движение частицы не определяется локальным действием на неё силовых полей. В К. м. существует (исчезающее в классич. пределе) не локальное воздействие на частицу. Этот эффект также трудно понять, исходя из классич. представлений. Пусть, напр., в потен. яме радиуса a существует уровень с небольшой энергией связи ϵ . Тогда вне ямы волновая ф-ция должна убывать по закону $\psi \sim \exp(-\sqrt{2\epsilon} \hbar / \hbar r)$, и характерный радиус области, в к-рой движется частица, $r_0 \sim \hbar / \sqrt{2\epsilon}$, может при достаточно малом ϵ значительно превышать радиус действия сил: $r_0 > a$ (подобная ситуация осуществляется в дейтроне). Такая возможность частице уходит на расстояния, где на неё уже не действуют никакие силы, и вместе с тем обладает финитным движением — характерный квантовомеханич. эффект, необъяснимый с точки зрения классич. механики. Аналогичным образом в К. м. возникает явление резонансного рассеяния. Эффект рассеяния в этом случае имеет порядок λ^2 , где λ — де-Бройлевская длина волны рассеиваемой частицы; при малых энергиях оно может значительно превышать «геом.» сечение πa^2 (a — радиус действия сил). Одно из проявлений целокального характера силового воздействия в К. м. — *Ааронова — Вома эффект*.

3) Принципиальное значение для понимания интерпретации К. м. имело рассмотрение *Эйнштейна — Подольского — Розена парадокса*, заключающегося в том, что, согласно К. м., возможны корреляции между разл. измерениями, проводимыми в разных точках, разделимых пространственноподобными интервалами (что, согласно *относительности теории*, казалось бы, исключает возможность к.-л. корреляции). Подобного рода корреляции возникают потому, что результат измерений в к.-л. одной точке меняет информацию о системе и позволяет предсказывать результаты измерения в др. точке (без участия к.-л. материального носителя, к-рый должен был бы двигаться со сверхсветовой скоростью, чтобы обеспечить влияние одного измерения на другое).

Возможность проверить количественно при измерениях указанных корреляций отличия предсказаний К. м. от предсказаний любой теории со скрытыми параметрами (в рамках спец. теории относительности) была указана Дж. Беллом (J. Bell) в 1964 (см. *Белла неравенства*). Эксперим. проверка неравенства Белла свидетельствует в пользу принятой интерпретации К. м. Общая теорема о невозможности нестатистич. интерпретации К. м. (при условии сохранения одного из её положений — соответствия между физ. величинами и операторами) была доказана в 1927 Дж. фон Нейманом (J. von Neumann).

Лит.: Классические труды — Гейзенберг В., Физические принципы квантовой теории, пер. с нем., Л.—М., 1928; Паули В., Общее принципы квантовой механики, пер. с нем., М.—Л., 1947; Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1970; Нейман Я. И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964; Учебники — Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 6 изд., М., 1983; Давидяну Л. Д., Ли Ф и Шн Э. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; Шифф Л. Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1978; Давидяну Л. Д., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973; Фейнман Р., Лейтон Р. Р., Сэндс М., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1978; Мессиа А., Квантовая механика, пер. с франц., т. 1—2, М., 1978—79; Джемс М. Р. М., Эволюция полных квантовой механики, пер. с англ., М., 1985; С. С. Герштейн, В. В. Березинский.

КВАНТОВАЯ ОПТИКА — раздел оптики, изучающий статистич. свойства световых полей и квантовое проявление этих свойств в процессах взаимодействия света с веществом. Представление о квантовой структуре излучения введено М. Планком (M. Planck) в 1900. Световые поле, как и любое физ. поле, в силу своей квантовой природы является объектом статистическим, т. е. его состояние определяется в вероятностном смысле. С 60-х гг. началось интенсивное изучение статистич. **293**

свойств оптич. диапазона эл.-магн. излучения, связанное с рядом причин. Во-первых, создание лазеров открыло возможность формирования световых полей с разл. статистич. свойствами — принципиально новых физ. объектов. (Долазерные источники света по своим статистич. свойствам подобны генераторам шума, имеющим гауссово распределение.) Далее, квантовый процесс спонтанного рождения фотонов является неустрашимым источником существенных флуктуаций полей, изучаемых К. о.; наконец, сама регистрация света фотоприёмниками — фотототчёты — представляет собой дискретный квантовый случайный процесс.

Кроме этих неустрашимых и специфич. для К. о. квантовых причин стохастичность световых полей могут обусловить разл. другие, напр. техн. шум генераторов излучения, рассеяние света в среде и т. п.

Ещё одна особенность К. о. состоит в её взаимосвязи с *нелинейной оптикой*: с одной стороны, в нелинейных оптич. процессах происходит изменение статистич. свойств светового поля, с другой — статистика поля влияет на протекание нелинейных процессов.

Одна из осн. задач К. о. — определение состояния светового поля. Её решение практически возможно только в огранич. форме даже для монохроматич. поля, т. к. даже оно имеет бесконечное число степеней свободы, напр. состояний с произвольным числом фотонов. По этой причине реально исследуются частные характеристики светового поля, наиболее тем, какие изучаются в статистич. физике.

В К. о. состояние поля и картина его флуктуаций описываются *корреляционными функциями*, или полевыми корреляторами. Они определяются как квантомеханич. средние от операторов поля (см. также *Квантовая теория поля*).

Простейшими характеристиками поля являются его спектр и ср. интенсивность. Эти характеристики находят из опытов, напр. интенсивность света — по измерениям скорости фотозаписи электронов в ФЭУ. Теоретически эти величины описываются (без учёта поляризации поля) полевыми корреляторами

$$G^{1,1}(x_1, x_2) = \langle \hat{E}^+(x_1) \hat{E}^-(x_2) \rangle,$$

в к-ром $\hat{E}^+(x)$ и $\hat{E}^-(x)$ — эрмитово сопряжённые составляющие оператора электрич. поля $\hat{E}(x) = \hat{E}^+(x) + \hat{E}^-(x)$ в пространственно-временной точке $x = (r, t)$. Оператор \hat{E}^- выражается через \hat{a}_k — оператор уничтожения (см. *Вторичное квантование*) фотона k -й моды поля $U_k(r)$:

$$\hat{E}^-(r, t) = i \sum_k \sqrt{\hbar \omega_k / 2} U_k(r) \hat{a}_k e^{-i\omega_k t}.$$

Соответственно этому \hat{E}^+ выражается через оператор рождения \hat{a}_k^+ . Знак $\langle \dots \rangle$ обозначает квантовое усреднение по состоянию поля, а если рассматривается его взаимодействие с веществом, то и по состояниям вещества.

Только в частных случаях (напр., в гауссовых полях) полная информация о состоянии поля содержится в корреляторе $G^{1,1}(x_1, x_2)$. В общем случае детальное определение состояния поля требует знания корреляц. ф-ций более высоких порядков (рангов). Стандартной формой корреляторов, обусловленной её связью с регистрацией поглощения фотонов, принята нормальноупорядоченная:

$$G^{n,m}(x_1, \dots, x_n; y_1, \dots, y_m) = \langle \hat{E}^+(x_1) \dots \hat{E}^+(x_n) \hat{E}^-(y_1) \dots \hat{E}^-(y_m) \rangle,$$

в к-рой все n операторов рождения \hat{E}^+ стоят левее всех m операторов уничтожения \hat{E}^- . Порядок коррелятора равен сумме $n+m$.

Практически удаётся исследовать корреляторы невысоких порядков. Чаще всего это коррелятор

$G^{2,2}(x_1, x_2; x_2, x_1)$, к-рый характеризует флуктуации интенсивности излучения, его находят из экспериментов во совместном учёту фотонов двумя детекторами. Подобно этому определяется коррелятор $G^{n,m}(x_1, \dots, x_n; x_{n+1}, \dots, x_{n+m})$ из регистрации отсчётов фотонов n приёмниками или из данных n -фотонного поглощения.

Определение $G^{n,m}$ с $n \neq m$ возможно только в нелинейных оптич. экспериментах. В стационарных измерениях условие неизменности коррелятора $G^{n,m}$ во времени требует выполнения закона сохранения энергии:

$$\sum_{j=1}^n \hbar \omega_j^+ = \sum_{j=1}^m \hbar \omega_j^-,$$

где ω^\pm частоты гармоник операторов $\hat{E}^\pm(x)$ соответственно. В частности, $G^{2,1}$ находит из пространственной картины интерференции трёхволнового взаимодействия в процессе уничтожения одного и рождения двух квантов (см. *Взаимодействие световых волн*).

Из нестандартных корреляторов особый интерес представляет $G^{0,1}(x)$, определяющий напряжённость квантового поля. Величина $|G^{0,1}(x)|^2$ даёт значение интенсивности поля только в спец. случаях, в частности для когерентных полей.

Одной из наиб. полных характеристик поля, определяемых экспериментально, является функция пространственно-временного распределения числа отсчётов $p(n, T)$ — вероятность реализации точно n фотототчётов в интервале времени T . Эта характеристика содержит в себе скрытую информацию о корреляторах произвольно высоких порядков. Выявление скрытой информации, в частности определение ф-ции распределения интенсивности излучения источником, составляет предмет т. п. обратной задачи счёта фотонов в К. о. Счёт фотонов — эксперимент, имеющий принципиально квантовую природу, что отчётливо проявляется, когда интенсивность I регистрируемого поля не флукутирует. Даже в этом случае его действие вызывает случайную во времени последовательность фотототчётов с *Пуассона распределением*

$$p(n, T) = \frac{(\beta IT)^n}{n!} e^{-\beta IT}, \quad (*)$$

где β — характеристика чувствительности фотодетектора, т. н. его эффективность.

Т. к. реально невозможно полно определить состояние поля, то обычно считается, что результаты экспериментов свидетельствуют в пользу к.-л. из моделей поля. Наиб. распространёнными среди них в К. о. являются модели когерентного излучения, теплового излучения, их суперпозиции и нек-рые др. Характерные различия между полями проявляются часто уже во флуктуациях их интенсивности, определяемых нормированным коррелятором:

$$g(x_1, x_2) = \frac{G^{2,2}(x_1, x_2; x_2, x_1)}{G^{1,1}(x_1, x_1) G^{1,1}(x_2, x_2)}.$$

Значение $g(x_1, x_2)$ стремится к 1 по мере разнесения пространственно-временных точек x_1 и x_2 , что соответствует статистич. независимости фотототчётов в них. При совмещении точек $x_1 = x_2 = x$ отличие $g(x, x)$ от единицы ($g=1$) характеризует уровень флуктуаций интенсивности излучения и проявляется в различии чисел совпадений фотототчётов, полученных при одновременной и независимой их регистрации двумя детекторами. Флуктуации интенсивности одномодового поля характеризуются величиной

$$g = \frac{\langle \hat{a}^+ \hat{a} + \hat{a} \hat{a}^+ \rangle}{\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle^2},$$

где усреднение удобно проводить по состояниям $|n\rangle$ (см. *Вектор состояния*) с *матрицей плотности*

$$\hat{\rho} = \sum_n P_n |n\rangle \langle n|,$$

в к-рой P_n — вероятность реализации моды поля в состоянии с n фотонами. Для теплового излучения вероятность P_n задана Бозе — Эйнштейна статистикой:

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{(1 + \bar{n})^{n+1}},$$

где ср. число фотонов в моде

$$\bar{n} = (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}.$$

Это сильно флуктуирующее поле, для к-рого $g=2$. Оно характеризуется положит. корреляцией $g-1 > 0$ в одновременной регистрации двух фотонов. Такие случаи флуктуации интенсивности, когда $g > 1$, наз. в К. о. группировкой фотонов.

Пример полей с нулевой корреляцией $g-1=0$ представляют поля, находящиеся в т. н. когерентных состояниях, у к-рых

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}.$$

Этот специально выделенный в К. о. класс полей с нефлуктуирующей интенсивностью генерируется, напр., движущимися классически электрическими зарядами. Когерентные поля набр. просто описываются в т. н. $P(\alpha)$ -представлении Глаубера (см. *Квантовая когерентность*). В этом представлении

$$x = 1 + \frac{\int P(\alpha) (|\alpha|^2 - 1) |\alpha|^2 d^2\alpha}{\int P(\alpha) |\alpha|^2 d^2\alpha}, \quad (**)$$

где

$$d^2\alpha = d(\text{Re } \alpha) d(\text{Im } \alpha) \quad \text{и} \quad \langle |\alpha|^2 \rangle = \int |\alpha|^2 P(\alpha) d^2\alpha = \bar{n}.$$

Выражение (***) может рассматриваться как соответствующее классич. выражение для g , в к-ром $P(\alpha)$ считается α -ф-цией распределения комплексных амплитуд α классич. поля и для к-рого всегда $P(\alpha) > 0$. Последнее приводит к условию $g > 1$, т. е. к возможности в классич. полях только группировки. Это объясняется тем, что флуктуации интенсивности классич. поля вызывают одновременно одинаковое изменение фотоотсчетов в обоих фотодетекторах.

Когерентные поля, как классические, так и квантовые классич. поля характеризуются вероятности

$$P(\alpha) = \delta^2(\alpha - \alpha_0) = \delta[\text{Re}(\alpha - \alpha_0)] \delta[\text{Im}(\alpha - \alpha_0)]$$

двумерной δ -ф-цией в комплексной плоскости α . Тепловые классич. поля характеризуются положит. ф-цией

$P(\alpha) = (\pi\bar{n})^{-1} e^{-|\alpha|^2/\bar{n}} > 0$ (что и описывает группировку в них). Для квантовых полей $P(\alpha)$ — ф-ция вещественная, но в конечной области аргумента α она может принимать отрицат. значение, тогда она представляет т. н. плотность квазивероятности.

Статистика фотоотсчетов у поля с точно заданным числом $N > 1$ фотонов в моде $P_n = \delta_{nN} (\delta_{nN} - \text{Кронекера символа})$ является существенно неклассической. Для этого состояния $g=1-1/N$, что соответствует отрицат. корреляции: $g-1 < 0$. Такие случаи наз. в К. о. антигруппировкой фотонов, к-рую можно объяснить тем, что поглощение фотона одним из детекторов уменьшает вероятность фотоотсчета в другом. Эффект антигруппировки наблюдается и в свете, резонансно рассеянном одним атомом. В этом случае регистрируемые кванты спонтанно рождаются в среднем через опред. интервалы времени и вероятность одновремен. рождения двух квантов равна нулю, что и даёт нулевую вероятность их одноврем. регистрации.

Группировка и антигруппировка фотонов могут быть совместным свойством одного поля и могут проявляться как то или другое в зависимости от времени задержки между регистрацией фотоотсчетов двумя детекторами в эксперименте счёта совпадений.

Группировка и антигруппировка фотонов проявляются и в виде отличия формы распределения числа от-

счетов от распределения Пуассона (*), собственного когерентным полям. Группировка проявляется в тенденции к сгущению фотоотсчётов, антигруппировка — в более равномерном, чем пуассоновском, распределении во времени.

Исследование статистич. квантовых свойств излучения, таких, как, напр., группировка и антигруппировка, представляет не только самостоят. интерес, но и позволяет определить особенности физ. процессов в известное, взаимодействующем с излучением. В К. о. наиб. широко исследуется статистика рассеянного света; изучаются влияния состояния поля на дальнейшие, в частности *многофотонные процессы*.

К. о. находит всё более широкую область применения. Так, напр., в связи с проектированием оптич. системы для регистрации гравитац. волн и постоянной т. н. невозможущих оптич. экспериментов, в к-рых уровень флуктуаций, в т. ч. квантовых, сводится к минимуму, внимание исследователей привлекают также состояния поля, наз. «сжатыми», в к-рых флуктуации интересующей величины (нужной интенсивности или фазе идеально стабилизированного лазера) могут быть в принципе сведены до нуля.

Лит.: Глаубер Р. Оптическая когерентность и статистика фотонов, в кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика, пер. с англ. и франц., М., 1966; Клаудер Д. М., Сулардан Э., Осковом квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Перина Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974; Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов, под ред. Г. Камминса, Э. Паппа, пер. с англ., М., 1978; Климкин Д. Н., Фотоны и нейтрино оптика, М., 1980; Кросиньяни Б., Ди Порто П., Бертолотти М., Статистические свойства рассеянного света, пер. с англ., М., 1980. С. Г. Прохоровский.

КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА — то же, что *квантовая электроника*.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ — квантово-полевая теория *гравитационного взаимодействия*. Поскольку гравитац. взаимодействие универсально (в нём одинаково участвуют все виды материи, независимо от их конкретных свойств), то считается, что построение полной, законченной К. т. г. неотделимо от построения единой квантовой теории всех физ. полей. Такая единая теория ещё не создана, и в настоящее время под общим термином «К. т. г.» объединяют несколько более частных и относительно самостоят. направлений: квантовую теорию собственно гравитации, теорию негравитационных квантовых полей в искривлённом пространстве-времени, квантовую космологию и квантовую теорию *чёрных дыр*, квантовую *супергравитацию* и многомерные единые теории поля. Предполагается, что эти направления в будущем сольются и станут частями полной К. т. г. Особенности развития К. т. г. является то, что она носит пока чисто теоретич. характер и не опирается на наб. эксперименты или астр. данные. Это обусловлено тем, что в являемых процессах во Вселенной и в лаб. условиях квантовые эффекты, связанные с гравитацией, чрезвычайно малы. К. т. г. строится по образу квантовой теории др. полей материи, в особенности *Янга — Миллса полей*, и исходя из условия согласованности с ними.

Квантовая теория собственно гравитации (обычно наз. К. т. г.) основана на квантовании классич. теории гравитац. взаимодействия — *общей теории относительности* Эйнштейна (ОТО). Наиб. ясность достигнута в случае, когда гравитац. поле слабое. При этом метрич. тензор искривлённого пространства-времени, определяющий все его геом. свойства, имеет вид

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (1)$$

где $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$; $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ — метрич. тензор *Минковского пространства-времени*, $|h_{\mu\nu}| \ll 1$. Тогда в первом приближении ОТО сводится к релятивистской теории свободного безмассового поперечного тензорного поля $h_{\mu\nu}$ — *гравитационных волн* — в плоском пространстве-времени. В квантовой теории величины $g_{\mu\nu}$ и $h_{\mu\nu}$ становятся операторами.

Стандартная процедура квантования показывает, что гравитон, волны можно рассматривать как набор квантов — гравитонов, представляющих собой нейтральные частицы с нулевой массой покоя и со спином 2 (в единицах \hbar). Спиральность гравитона (проекция его спина на направление движения) всегда равна ± 2 . Гравитоны подпадают под Бозе — Эйнштейна статистику и могут неограниченно накапливаться в одном квантовом состоянии, образуя когерентный конденсат, к-рый представляет собой классич. гравитон. воздух. Аналогично вектор-потенциал эл.-магн. поля $\hbar_{\mu\nu}$ является калибровочным полем: ур-ния поля не изменяются при замене

$$\hbar_{\mu\nu} \rightarrow \hbar_{\mu\nu} + \frac{\partial a_\mu}{\partial x^\nu} + \frac{\partial a_\nu}{\partial x^\mu}, \quad (2)$$

где a_μ — произвольное векторное поле. Калибровочная инвариантность теории классич. слабого гравитона, поля есть следствие общей ковариантности ОТО (см. Таблицу). Соответствие требование калибровочной инвариантности накладывает на квантовую теорию гравитонов, а также (после надлежащего ковариантного обобщения преобразования (2)) на К. т. г. в целом.

Нелинейность ОТО приводит к нелинейности К. т. г.; в след. порядке теории возмущений по $\hbar_{\mu\nu}$ гравитоны начинают взаимодействовать друг с другом и со всеми остальными квантовыми частицами. Типичный процесс — рассеяние гравитона на гравитоне: $g + \bar{g} \rightarrow g + \bar{g}$; его сечение

$$\sigma \sim l_{pl}^2 (E/m_{pl}c^2)^2, \quad (3)$$

где $m_{pl} = (\hbar c/G)^{1/2} \approx 10^{-5}$ г, $m_{pl}c^2 \approx 10^{19}$ ГэВ, G — гравитационная постоянная, $l_{pl} = \hbar/m_{pl}c \approx 10^{-33}$ см, E — полная энергия гравитонов в системе центра инерции ($E \ll m_{pl}c^2$). Величины l_{pl} и m_{pl} наз. соответствующими планковским длиной и массой, поскольку их впервые ввел М. Планк (М. Planck), исходя из соображений размерности. Ввиду крайней малости l_{pl} это сечение ничтожно мало в подавляющем большинстве процессов во Вселенной. Др. процессами такого типа, к-рые интересны с принципиальной точки зрения, являются двухгравитонное рождение пары частица-античастица любого негравитона, квантового поля и обратный процесс двухгравитонной аннигиляции пары: $g + \bar{g} \rightarrow N + \bar{N}$. Если $E \gg m_N c^2$, где m_N — масса покоя частицы N , то сечение обоих процессов так же дается ф-лой (3). Т. о., на квантовом уровне обнаруживается взаимопревращаемость всех видов материи, включая гравитационное поле.

Иза-за наличия калибровочной симметрии поле $\hbar_{\mu\nu}$ содержит лишние степени свободы, соответствующие нефиз. значениям спиральности 0, ± 1 . Поэтому, как и в случае эл.-магн. поля, возможны два способа квантования: каноническое и ковариантное. В первом случае для построения К. т. г. используются нековариантный гамильтониан формализм. При этом релятивистская ковариантность теории нарушается путём выбора векторной системы отсчёта и расширения единого четырёхмерного пространства-времени на отдельные пространство и время [т. н. (3+1)-расщепление], после чего все нефиз. степени свободы в принципе могут быть исключены. Доказывается, однако, независимость всех физ. результатов от выбора системы отсчёта. Это направление в К. т. г. известно также под назв. к в а в о в о й геометрии динамики, а его осн. ур-ние, представляющее собой обобщение Шрёдингера уравнения на случай гравитационного поля с бесконечным числом степеней свободы, наз. Уилера — де Витта уравнением. При ковариантном квантовании гравитационного поля используется лагранжиан формализм, к-рый позволяет сохранить релятивистскую ковариантность на всех этапах вычислений. Нефиз. степени свободы не исключаются явно, но их вклад во все физ. процессы компенсируется выделением вносаगत. полей [т. н. Фейнмана — Попова ($\delta\psi_{\mu\nu}$)], обладающих неправильной связью спина со

статистикой. Доказана формальная эквивалентность канонич. и ковариантного квантования во всех порядках по $\hbar_{\mu\nu}$.

Однако практика расчёт физ. процессов в высших порядках теории возмущений по $\hbar_{\mu\nu}$ для к-рых Фейнмана диаграмм содержит более одной замкнутой гравитонной петли (замкнутая петля изображает пару виртуальных гравитонов), оказывается невозможным из-за и е в е р н о р м и р у е м о с т и К. т. г., основанной на лагранжиане ОТО. Причина этой трудности в том, что в лагранжиане ОТО (после его деления на \hbar) входит размерная константа l_{pl}^2 . Поэтому диаграммы, содержащие всё большее кол-во гравитонных петель, формально приводят к появлению бесконечного числа расходящихся радиационных поправок к лагранжиану ОТО, к-рые нельзя устранить перенормировкой. Если ограничиваться расчётом только тех диаграмм Фейнмана, в к-рых внеш. гравитонные линии лежат на массовой поверхности, т. е. соответствуют реальным гравитонам (удовлетворяющим классич. ур-ниям Эйнштейна в пустоте $R_{\mu\nu} = 0$, где $R_{\mu\nu}$ — т. н. Риччи тензор, выражающийся через $\hbar_{\mu\nu}$ и его первые и вторые производные по координатам), то диаграммы, содержащие только одну гравитонную петлю, оказываются конечными ввиду обращения в нуль всех возможных обшеквантанных контрчленов в данном порядке. Поэтому К. т. г. на массовой поверхности конечна в однопетлевом приближении. Начиная с диаграмм Фейнмана, имеющих две гравитонные петли, К. т. г. во является конечной даже на массовой поверхности.

В настоящее время рассматриваются три подхода к проблеме перенормировуемости К. т. г. Первый из них связан с переходом к квантовой супергравитации и с надеждой найти такую теорию, к-рая, несмотря на наличие размерной константы в лагранжиане, окажется конечной и на массовой поверхности. Иза-за наличия дополнит. симметрии число расходящихся в квантовой супергравитации уменьшается. В частности, уже простейшая её разновидность — т. н. $N=1$ супергравитация, содержащая в дополнение к гравитону безмассовую фермионную спиральную частицу со спином $3/2$ (гравитино), оказывается конечной на массовой поверхности в двухпетлевом приближении (следствие обращения в нуль всех возможных обще- и суперковариантных контрчленов). Пока не удалось восстановить ни одного варианта квантовой супергравитации, для к-рого была бы доказана конечность в трёхпетлевом приближении. Осн. надежды здесь связываются с наиб. симметричным и богатым физ. полями вариантом — $N=8$ супергравитацией. Другой, альтернативный подход основан на видоизменении ОТО путём добавления в её лагранжиан квадратичных по тензору Риччи обшеквантанных членов. Коэффициенты при этих членах оказываются безразмерными, так что эта процедура ведёт к построению перенормируемой К. т. г. Как и в др. перенормируемых квантовых теориях, для констант связи этого варианта К. т. г. можно написать ур-ния ренормализационной группы. Возникающая в результате этого зависимости констант связи от энергии отсечает (при соответствующем выборе знака констант) случаю асимптотической свободы (как и для полей Янга — Миллса), т. е. константы логарифмически убывают с ростом энергии E при $E \gg m_{pl}c^2$. В такой К. т. г., помимо обычного гравитона, содержатся ещё две массивные универсально взаимодействующие частицы: со спином 0 и со спином 2 (на классич. уровне это соответствует тому, что ур-ния теории представляют собой дифферен. ур-ния четвёртого порядка для $\hbar_{\mu\nu}$). Массы покоя этих частиц порядка m_{pl} , умноженной на безразмерные константы связи. Учёт радиал. поправок приводит к нестабильности массивных частиц: они могут распадаться на пару гравитонов или пару частица-античастица любых квантовых негравитонов. полей. Массивная частица со спином 2 представляет собой

осн. трудность для данного подхода: она является или *тавтологией* (масса покоя мнимая), или, при др. знаке соответствующей константы связи, дилор, а именно её масса действительно (если пренебречь возможностью распада), но энергия отрицательна. Пока неизвестно, ведёт ли существование такой частицы к к.-л. непримлемым физ. следствиям.

Третий подход связан с идеей построения квантовой теории всех взаимодействий (включая гравитационное) без *ультрафиолетовых расходимостей* на основе локальных фундамент. объектов — *суперструн*. Доказано, что в низкоэнергетическом ($E \ll m_{Pl} c^2$) пределе теория суперструн возникает ОТО с гравитонами. Квантовые поправки к ОТО, к-рые должны вытекать из теории суперструн, ещё не рассчитаны количественно.

В любом варианте К. т. г. следует ожидать, что на масштабах порядка l_{Pl} становится квантовые флуктуации метрики тензора $g_{\mu\nu}$ относятся порядка единицы, в результате чего понятие классич. геометрии пространства-времени теряет смысл. В этих условиях, возможно, испытывают сильные флуктуации также и топология пространства-времени (в классич. ОТО топология задаётся как нач. условие и не изменяется с течением времени). При укреплении по масштабам $l \gg l_{Pl}$ эти флуктуации сглаживаются.

Теория негравитационных квантовых полей в искривлённом пространстве-времени. Это направление в К. т. г. занимается исследованием методов квантования негравитат. полей на фоне классич. гравитат. поля (к-рое описывается метрич. тензором $g_{\mu\nu}$ искривлённого пространства-времени), а также связанных с этим квантовых физ. процессов в сильных гравитат. полях. Гравитат. поле приводит к изменению свойств физ. вакуума квантовых полей; возникают эффекты *поляризации вакуума* и (за исключением нек-рых частных случаев) рождения пар частица-античастица. Эти эффекты не являются специфически гравитационными; аналогичные эффекты имеют место, напр., для электронно-позитронного вакуума во внеш. классич. эл.-магн. поле; разница связана лишь с универсальностью взаимодействия гравитат. поля со всеми физ. квантовыми полями. Важнейшей величиной, характеризующей оба этих эффекта, является ср. значение оператора тензора энергии — импульса квантового поля $\langle \hat{T}_{\mu\nu} \rangle = \langle \Psi | \hat{T}_{\mu\nu} | \Psi \rangle$ по вектору *еквтору состояния* $|\Psi\rangle$, к-рый задаётся нач. условиями. Выбор $|\Psi\rangle$ зависит от конкретной задачи. Если пространство-время было плоским при $t \rightarrow -\infty$ или его можно считать таковым, то в качестве $|\Psi\rangle$ обычно берут физ. вакуум в пространстве-времени Минковского (при $t \neq -\infty$ это состояние в общем случае уже не является вакуумом из-за эффекта рождения частиц). Для вычисления $\langle \hat{T}_{\mu\nu} \rangle$ необходимо провести регуляризацию расходящихся интегралов (как и обычно в квантовой теории поля; см. *Регуляризация расходимостей*). Доказано, что для произвольного $|\Psi\rangle$ эта регуляризация может быть проведена обсковариванным образом и в случае независимствующих квантовых полей сводится к перенормировке четырёх констант в (обобщённом) лагранжиане гравитат. поля; т. н. космологич. постоянной Λ (аддитивной константы в лагранжиане), гравитат. постоянной G и двух безразмерных констант, стоящих перед двумя обсковариванными выражениями, квадратичными по тензору Риччи Ричч. Теория взаимодействующих квантовых полей, перенормируемая в плоском пространстве-времени, остаётся перенормируемой и в искривлённом классич. пространстве-времени. Перенормировка приводит к изменению структуры $\langle \hat{T}_{\mu\nu} \rangle$ по сравнению с тензором энергии-импульса классич. теории. В частности, возникает т. н. конформная аномалия: тензор $\langle \hat{T}_{\mu\nu} \rangle$ может иметь ненулевой след, даже если след классич. тензора энергии — импульса был равен нулю.

Поскольку гравитат. постоянная G не входит в ур-ния движения физ. полей в искривлённом пространстве-вре-

мени, то она не входит и в $\langle \hat{T}_{\mu\nu} \rangle$. Поэтому характерной длиной для квантовой теории полей в искривлённом пространстве-времени является не l_{Pl} , а связанная с интенсивностью гравитат. поля длина $l_g = (R_{\mu\nu\rho\sigma} R^{\mu\nu\rho\sigma})^{-1/4}$, где $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ — Ризман *кривизны тензор*. В большинстве интересных для приложений случаев (сюда относятся, в частности, метрики космологич. моделей и метрики чёрных дыр в окрестности их *вращающегося радиуса*) масштаб, на к-ром гравитат. поле существенно изменяется, также $\sim l_g$. Тогда условие $l_g \ll l_{Pl}$ есть условие возможности классич. описания гравитат. поля. Вклад в $\langle \hat{T}_{\mu\nu} \rangle$ от эффектов поляризации вакуума и рождения пар частиц в общем случае разделить нельзя; как показывает расчёт, типичная величина плотности вакуумной энергии квантовых полей с массой покоя частиц $m \ll \hbar c/l_g$ (в т. ч. безмассовых) оказывается порядка

$$\epsilon_{\text{вак}} = \langle \hat{T}_{\mu\nu}^0 \rangle \sim \hbar c/l_g^4. \quad (4)$$

Если рождение частиц не подавлено к.-л. спец. симметрией пространства-времени, то при $m \ll \hbar c/l_g$ энергия рождающихся частиц $E \sim \hbar c/l_g$, а локальная скорость изменения плотности числа частиц n за счёт их рождения (при усреднении по пространственно-временным масштабам, много большим l_g) равна

$$\frac{1}{V-g} \frac{d(V-g)n}{dt} \sim ct^{-4}, \quad g = \text{Det}(g_{\mu\nu}). \quad (5)$$

В противоложном случае $m \gg \hbar c/l_g$ рождение частиц экспоненциально подавлено, а вакуумный тензор энергии — импульса определяется только поляризацией вакуума, $\epsilon_{\text{вак}} \sim \hbar^2 c^2 m^2/l_g^4$. Методы теории квантовых полей в искривлённом пространстве-времени находят практич. приложение для расчёта физ. эффектов в квантовой космологии и квантовой теории чёрных дыр.

К в а н т о в а я к о с м о л о г и я представляет собой применение К. т. г. (гл. обр. теории негравитат. квантовых полей в искривлённом пространстве-времени) к нач. стадиям расширения Вселенной вблизи сингулярности. Наиб. важным достижением квантовой космологии является построение конкретных моделей (сценариев) т. н. инфляционной (раздувающейся) Вселенной, в к-рых Вселенная на раннем этапе своей эволюции проходила через стадию экспоненц. расширения (называемой также де-ситтеровской, поскольку метрика пространства-времени при этом приближённо совпадает с метрикой де Ситтера, описывающей пространство-время постоянной кривизны; см. *Де Ситтера пространство-время*). Сценарий раздувающейся Вселенной позволяет объяснить осн. крупномасштабные свойства наблюдаемой в настоящее время части Вселенной (в частности, высокую степень её однородности и изотропии, см. *Космология*), исходя только из гипотезы о прохождении Вселенной через де-ситтеровскую стадию в прошлом. Радиус четырёхмерной кривизны l_g на этой стадии либо постояен, либо медленно изменяется от значения l_{Pl} до величин порядка $10^8 l_{Pl}$ в конце стадии. Согласно этому сценарию, в настоящее время кривизна трёхмерного пространства практически равна нулю, так что наблюдаемая часть Вселенной с большой точностью ($\sim 10^{-4}$) находится как раз на границе между открытой и закрытой моделями Фридмана. Полная плотность энергии материи ϵ должна развалиться критической: $\epsilon_{kr} = 3c^2 H^2/8\pi G$, где H — *Хаббла постоянная*.

Эффекты К. т. г. проявляются в сценарии раздувающейся Вселенной двойным образом. Во-первых, само существование де-ситтеровской стадии может быть связано квантовыми поправкам к ОТО (др. возможная причина экспоненц. расширения — гравитат. отталкивание, вызванное потенц. энергией нек-рого скалярного поля, возникающего в супергравитат. теориях). Во-вторых, равнозначностью эффекта рождения частиц яв-

лется эффект усиления вакуумных квантовых флуктуаций того эфф. скалярного поля, к-рое ответственно за существование де-ситтеровской стадии (см. *Первичные флуктуации* в горячей Вселенной).

Этот эффект приводит к стохастич. эволюции эфф. скалярного поля и метрики пространства-времени на де-ситтеровской стадии, зависимости продолжительности этой стадии от пространств. координат и к генерации возмущений метрики пространства-времени (отклонений от однородности и изотропии), к-рые обуславливают образование галактик и их скоплений. Общее предкаание простейших вариантов сценария раздувающейся Вселенной — независимость среднеквадратичной амплитуды возмущений метрики от длины волны возмущения λ (с точностью до степеней $|\ln \lambda|$) на стадии, когда $\lambda \gg l_p$. Эти возмущения приводят также к появлению малой анизотропии темп-ры реликтового излучения (см. *Микроволновое фоновое излучение*) $\Delta T(\theta, \varphi) \sim 10^{-5}$ в миллиюлах, начиная с квадратулы и выше (θ, φ — углы на небесной сфере). Эта анизотропия, в отличие от наблюдаемой дипольной анизотропии ($\sim 10^{-3}$), не связана с собств. движением Солнца и нашей Галактики. В настоящее время наблюдают верхний предел на такую анизотропию составляет прибл. $3 \cdot 10^{-5}$. Расчёт показывает, что зависимость среднеквадратичной амплитуды анизотропии $\Delta T/T$ от номера мультиполя l должна иметь вид (после суммирования по всем сферич. гармоникам с данным l)

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_l \sim \left[\frac{2l+1}{l(l+1)}\right]^{1/2}, \quad 2 \leq l \leq 30, \quad (6)$$

что является решающим тестом на правильность сценария раздувающейся Вселенной (с одним эфф. скалярным полем, ответственным за возникновение де-ситтеровской стадии).

Кроме того, эффект рождения гравитонов на де-ситтеровской стадии приводит к возникновению изотропного итеплового фона стохастич. гравитацион. волн со спектральной плотностью энергии $d\epsilon_g/d\nu = B\epsilon_{\nu} d\nu$ в интервале частот $10^{-18} < \nu$ (Гц) $< 10^{16}$, $B = \text{const} \leq 10^{-10}$, где ϵ_{ν} — полная плотность энергии реликтового эл.-магн. излучения в настоящее время. Эти гравитацион. волны генерируют доплит. анизотропию $\Delta T/T$, мультипольная зависимость к-рой также должна приближённо иметь вид (6) (с погрешностью $\leq 20\%$).

Квантовая теория чёрных дыр занимается гл. обр. исследованием эффектов рождения частиц и поляризации вакуума в гравитацион. поле чёрных дыр (ЧД). Оси. результат состоит в том, что невращающаяся ЧД массы M излучает рождённые кванты как термодинамически равновесное (не абсолютно чёрное) тело с темп-рой $T_{\text{чд}}$ (масса M выражена в г):

$$kT_{\text{чд}} = \hbar c^2 / 8\pi G M \approx \hbar \cdot 10^{26} M^{-1} \text{ К} \approx \approx 10^{16} M^{-1} \text{ эВ} \quad (7)$$

и в результате испаряет в окружающее пространство свою массу — энергию [эффект Хокинга (S. Hawking, 1974)]. Рождение частиц происходит из-за существования горизонтов событий ЧД и нестационарности метрики пространства-времени над горизонтом. Излучение рождённых частиц чёрной дырой подчиняется *Кирхгофу закону*. Спектр излучения ЧД близок к чернотельному; отличие связано с тем, что ЧД не является абсолютно поглощающей для надгоризонтного на неё излучения (или квантовых частиц) с длиной волны \geq гравитацион. радиуса ЧД (излучение частично рассеивается внеш. гравитацион. полем ЧД). Для ЧД с массой порядка массы Солнца ($2 \cdot 10^{33}$ г) эффект количественно ничтожен, но важен в принципиальном отношении, т. к. приводит к конечности времени существования ЧД $t_{\text{чд}} \approx 10^{-27} M^3$ (г) (в секундах). Эффект Хокинга мог бы быть наблюдаем непосредственно для ЧД с малой массой $M \sim 10^{15}$ г, находящихся достаточно близко от Земли. Такие ЧД не могут возникнуть в результате коллапса звезд, но они могли образоваться на ранних стадиях эволюции Вселенной

(т. н. первичные ЧД). Первые ЧД с нач. массой $M \sim 10^{15}$ г должны были испариться к настоящему моменту, более массивные ЧД остаются практически неизменяемыми. ЧД с $M \sim 10^{15}$ г в стационарном режиме испарения являются источниками γ -излучения и ультрарелятивистских электронов и позитронов с характерными энергиями $\epsilon \approx 5kT_{\text{чд}} \sim 50$ МэВ. Мощность, излучаемая таким объектом в виде фотонов, должна быть равна $P_{\text{чд}} \approx 6 \cdot 10^8 (M/10^{15} \text{ г})^{-2}$ Вт, а в виде e^{\pm} — в 5 раз больше. С течением времени, вследствие уменьшения массы ЧД, скорость её испарения возрастает. Процесс завершается «квантовым взрывом» ЧД, когда за последнюю секунду его жизни выделяется энергия 10^{23} Дж.

Для вращающейся ЧД кроме эффекта Хокинга существует и др. эффект рождения частиц, связанный с наличием у неё *эросферы*. Как показывает расчёт, излучение реальных частиц вращающейся ЧД под суммарным действием обоих эффектов сохраняет тепловой характер с эффективной темп-рой $T_{\text{чд}}$, к-рая получается из (7) заменой M на $1/2 M (1 + M/V \cdot M^2 \cdot a^2)$, $a = Jc/GM < M$, где J — полный угл. момент ЧД.

Квантовые гравитацион. эффекты приводят также к кардинальной перестройке внутр. строения вращающихся или электрически заряженных ЧД под их горизонтом событий (при этом исчезают т. п. *Косм. горизонты*), к запрету на образование *белых дыр* во Вселенной и к существованию нижнего предела массы у ЧД (в том числе у первичных ЧД): $M > m_{\text{пл}}$. Возможно, что при $M \sim m_{\text{пл}}$ возникают объекты, промежуточные по своим свойствам между ЧД и элементарными частицами, напр. максимон М. А. Маркова.

В настоящее время поиски анизотропии реликтового эл.-магн. излучения с мультипольной зависимостью (6) или излучения от первичных ЧД (если они существуют) являются набл. перспективными с точки зрения обнаружения первых наблюдаемых следствий эффекта К. т. г.

Многомерные единые теории поля. К. т. г. неосредственно принимают многомерные единые теории всех взаимодействий, включая гравитационное. Объединение пространственно-временной симметрии с внутренними (см. *Внутренняя симметрия*) и калибровочными симметриями сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий достигалось в этих теориях путём введения искривлённого пространства-времени размерности $4+d$, где d — натуральное число (одна координата является временной, остальные — пространственными). Предполагается, что дополнительные d измерений к-л. образцов компактифицируются в замкнутой d -мерной пространстве (в простейшем случае — в d -мерную сферу) с характерными размерами порядка $l_{\text{пл}}$. Симметрия этого d -мерного пространства определяет симметрию сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий. С точки зрения макроскопич. наблюдателя в четырёхмерном мире, такие теории содержат бесконечное число квантовых полей. При этом кванты тех полей, к-рые не зависят от координат d -мерного пространства, имеют массу покоя $m < m_{\text{пл}}$, а остальные являются очень тяжёлыми ($m \geq \geq m_{\text{пл}}$) и не проявляются поэтому в лаб. экспериментах. Первый, простейший вариант такой теории ($d=1$) рассматривался ещё в 20-е г. Т. Калудой (Th. Kaluza) и О. Клейном (O. Klein). В настоящее время набл. интерес представляет 10-мерная теория ($d=6$), к-рая возникает в низкоэнергетич. ($\epsilon \ll m_{\text{пл}} c^2$) пределе более фундам. теории двумерных объектов — *суперструн* (см. *Калуды-Клейна теория*). Она является конечной в однопетлевом приближении при определ. выборе группы симметрии *великого объединения* сильного, эл.-магн. и слабого взаимодействий и может быть конечной во всех петлях.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Стрелец и эволюция Вселенной, М., 1975; Общая теория относительности, под ред. С. Хокинга, В. Израэля, пер. с англ., М., 1983; Вирреда Н., Девас П., Квантовые поля в

искривленном пространстве-времени, пер. с англ. М., 1984; 47 и др. А. Д. Ризвановская, Бесловин, «ЭФН», 1984, т. 144, с. 177; Н. Ойвиков И. Д., Фролов В. П., Физика чёрных дыр, М., 1988. А. А. Старобинский.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ МНОГИХ ЧАСТИЦ — совокупность теоретич. методов, применяемых для описания квантовомеханич. систем, состоящих более чем из двух частиц. Поскольку *Шрёдингера уравнение* для таких систем не может быть решено точно, речь идёт о приближённых методах.

У-рние Шрёдингера при решении квантовомеханич. задач в системах мн. частиц обычно используется в представлении *вторичного квантования*. Координатное и импульсное представления в этом случае менее удобны, поскольку число измерений пространства, в к-ром пишется это у-рние, растёт с увеличением числа частиц.

Следует различать методы, применяемые для описания систем из конечного числа частиц, и методы описания макроскопич. тел. В первом случае типичной является постановка задачи о нахождении волновых ф-ций и уровней энергии системы. Во втором случае подразумевается переход к *стермодинамич. пределу*, когда объём тела и число частиц в нём формально устремляются к бесконечности с сохранением конечной плотности числа частиц. Типичной постановкой задачи в этом случае является определение энергии осн. состояния системы и распределения частиц по импульсам, нахождение спектра элементарных возмущений (*квазичастиц*) и *кинетических коэффициентов* системы.

Основой ряда методов теории мн. частиц является *возмущенной теории*, применяемая в случаях, когда потенц. энергия взаимодействия между частицами достаточно мала. Для двух частиц, взаимодействующих посредством потенциала с конечным радиусом действия, условие этой малости состоит в малости амплитуды рассеяния по сравнению с радиусом действия. Для частиц, взаимодействующих по закону Кулона, оно сводится к требованию малости потенц. энергии по сравнению с кинетической на расстоянии порядка длины волны. Формальное применение теории возмущений приводит к выражениям для характеризующих систему величин в виде ряда по целым степеням потенц. энергии. В первых случаях члены этого формального ряда оказываются бесконечными — содержащими расходящиеся интегралы, что обычно свидетельствует об ошибочности предположения о разложимости на целым степеням потенциала, даже при условии применимости теории возмущений для взаимодействия двух частиц. В этом случае для получения конечного результата приходится суммировать бесконечные последовательности наиболее расходящихся членов ряда. Характерным примером является вычисление термодинамич. ф-ций системы заряж. частиц, где для получения конечного результата необходимо учитывать экранировку потенциала каждой из частиц остальными частицами. Др. пример — вычисление энергии осн. состояния *слабоидеального бозе-газа*, в к-ром отличие от нуля значение энергии возникает только при учёте взаимодействия. В обоих случаях разложение термодинамич. ф-ций системы содержит дробные степени потенциала взаимодействия. Своеобразная ситуация в *сверхпроводниках*, где термодинамич. ф-ции электронного газа содержат экспоненциально малые по потенциалу взаимодействия члены. Эти члены исчезают в любом порядке теории возмущений, однако имеют с ними связан сверхпроводящий фазовый переход.

Наиб. совершенной формой теории возмущений является диаграммная техника. Она применяется чаще всего для вычисления ф-ции Грина системы, полюсы к-рой определяют энергии квазичастиц, а интеграл от к-рой по частотам — распределение частиц системы по импульсам (см. *Грина функция* в статистической физике). Каждый член ряда теории возмущений изображается в диаграммной технике в виде совокупности нескольких диаграмм Фейнмана, для аналитич. записи к-рых существуют стандартные правила (см.

Фейнмана диаграммы). Диаграммная техника оказывается особенно эффективной для упомянутого выше суммирования наиболее расходящихся членов ряда теории возмущений. Разл. диаграммы в одном и том же порядке теории возмущений имеют разл. физ. смысл и могут обладать разной степенью расходимости. Суммирование расходящимейся в этом случае сводится к имеющему наглядный физ. смысл выделению определ. графич. последовательностей диаграмм. Важное преимущество диаграммной техники — возможность корректной оценки отброшенных членов и тем самым определения условий применимости сделанных приближений.

Существуют нек-рые возможности вычисления ф-ций Грина без применения теории возмущений. В теории имеются точные соотношения, выражающие ф-ции Грина более низкого порядка через ф-ции более высокого порядка (одночастичную через двухчастичную и т. д.). Если на основании тех или иных физ. соображений удастся выразить многочастичные ф-ции через одночастичные — произвести расщепление, то для одночастичной ф-ции получается замкнутое у-рние, допускающее непосредств. решение. При таком подходе метод ф-ций Грина близок к методу цепочек квантовых ф-ций распределения (см. *Боголюбова уравнения*).

Большие возможности открывает запись ф-ций Грина в виде бесконечнократной *функционального интеграла*. Для приближённого вычисления последнего существуют методы, принципиально отличные от теории возмущений, напр. *перевала метод*.

Если условие применимости теории возмущений для взаимодействия пар частиц не выполняется, но система является настолько разреженной, что амплитуда рассеяния двух частиц мала по сравнению с межчастичным расстоянием, применимо приближение *виртуального разложения*. Характеризующие систему физ. величины получаются в виде ряда по степеням плотности числа частиц, причём последоват. члены ряда соответствуют взаимодействию пар, троек и т. д. частиц и выражаются через амплитуды парного рассеяния и амплитуды рассеяния более высоких порядков.

В нек-ром смысле обратная ситуация имеет место в тяжёлых атомах, где создаваемый электронами электрич. потенциал медленно меняется на расстоянии порядка длины волны электрона. Электроны в таком атоме можно рассматривать как квазиклассич. *ферми-газ*, находящийся во внеш. поле, определяющемся самим распределением электронов. Для этого потенциала получается замкнутое у-рние Томаса — Ферми (см. *Томаса — Ферми метод*).

В том случае, когда при постановке многочастичной задачи не удаётся найти малый параметр, используя малость к-рого можно искать приближённое решение, важную роль играют вариач. методы. Эти методы основаны на том обстоятельстве, что ср. энергия системы, вычисленная для нек-рой нормированной волновой ф-ции, будет минимальна при вычислении по истинной волновой ф-ции осн. состояния. Аналогично волновая ф-ция нерового возбуждённого состояния имеет мин. энергию среди всех ф-ций, ортогональных к ф-ции осн. состояния, и т. д. Простейший вариант применения этого метода состоит в подборе нек-рой ф-ции, удовлетворяющей определённым общим требованиям и зависящей от нескольких параметров. Минимизация энергии по этим параметрам может дать достаточно точные результаты, особенно в системе из небольшого числа частиц. Точность зависит при этом от удачного выбора вида «пробной» ф-ции, близкого к виду истинной волновой ф-ции.

В применении к атомным системам хорошую точность даёт метод *самосогласованного поля* (Хартри — Фока метод). Этот метод состоит в том, что волновая ф-ция системы электронов записывается в виде линейной комбинации произведений ф-ций, каждая из к-рых зависит от координат только одного электрона. Линейные комбинации подбираются таким образом, чтобы удовлетво-

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 микрочастиц, 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 поддавались 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*, ϕ 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 ψ 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 отд. релятивистской микрочастице 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,