

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

З

**МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЙ —
ПОЙНТИНГА ТЕОРЕМА**

Главный редактор
А. М. ПРОХОРОВ.

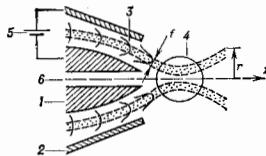
Редакционная коллегия
Д. М. АЛЕКСЕЕВ,
А. М. БАЛДИН,
А. М. БОНЧ-БРУЕВИЧ,
А. С. БОРОВИК-РОМАНОВ,
Б. К. ВАЙНШТЕЙН,
С. В. ВОНСОВСКИЙ,
А. В. ГАПОНОВ-ГРЕХОВ,
С. С. ГЕРШТЕЙН,
И. И. ГУРЕВИЧ,
А. А. ГУСЕВ
(зам. гл. редактора),
М. А. ЕЛьяШЕВИЧ,
М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ,
Д. Н. ЗУБАРЕВ,
Б. Б. КАДОМЦЕВ,
Л. П. ПИТАЕВСКИЙ,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

Москва
Научное издательство
«Большая Российская энциклопедия»
1992



МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЙ КОМПРЕССОР (МПК) — плазмодинамич. система, предназначенная для реализации квази стационарных течений плазмы, сопровождающихся её сильным сжатием под действием сил инерции и собственного магн. поля. Основу МПК образуют два коаксиальных электрода (рис.), внутренний из

Схема магнитоплазменного компрессора (в разрезе): 1 — внутренний электрод; 2 — внешний электрод; 3 — элементарная трубка плазменного потока; 4 — область компрессии; 5 — источник питания; 6 — диверторный канал, направляющий подаваемые примеси в область компрессии.



к-рых имеет сужающуюся, близкую к конической, поверхность. Между электродами течёт ток разряда, создающий магн. поле; под действием возникающей силы Ампера плазма разгоняется вдоль канала. На выходе МПК поток сходится к оси, где возникает область компрессии с высокими плотностью и темп-рой. Формированию области компрессии способствуют т. н. токи выноса, текущие в выходящей плазменной струе.

Теория течений в МПК [1] в случае идеальной плазмы строится след. образом. Разбив плазменный поток между электродами на систему тонких коаксиальных потоков, можно для каждого из них записать три закона сохранения:

$$(a) \quad 2\pi r f \rho v = \text{const}; \quad (b) \quad \frac{H}{\rho r} = \text{const};$$

$$(e) \quad \frac{v^2}{2} + i(\rho) + \frac{H^2}{4\pi\rho} = \text{const} \equiv C, \quad i(\rho) = \int \frac{d\rho(\rho)}{\rho}.$$

Здесь $r = r(z)$ — ср. радиус трубки, $f(z)$ — её ширина, ρ и v — плотность и скорость плазмы, $i(\rho)$ — эн-тальпия плазмы, характеризующая её тепловую энергию, $H(z)$ — напряжённость магн. поля. Ур-ние (a) выражает закон сохранения массы, (б) — характеризует «замороженность магнитного поля» в плазму, (e) — ур-ние типа Бернулли уравнения для установившегося

течения несжимаемой идеальной жидкости. Если на входе в канал скорость потока и тепловая энергия малы, то $C \approx H_0^2 / 4\pi\rho_0 = v_A^2 (v_A$ — альевенская скорость), т. е. на входе в канал энергия потока сосредоточена преим. в магн. поле. Если радиус трубки потока $r \rightarrow 0$, то можно реализовать т. в. компрессионный режим течения, при к-ром скорость будет изменяться мало, а магн. энергия будет переходить преим. в тепловую, т. е. $v_A \rightarrow i(\rho_{\text{макс}})$. Отсюда следует, что максимальные достижимые плотность и темп-ра равны:

$$\rho_{\text{макс}} = \rho_0 \left[(\gamma - 1) \frac{v_A^2}{v_A^2} \right]^{1/(\gamma - 1)}; \quad kT_{\text{макс}} = (\gamma - 1) M v_A^2.$$

Здесь γ — показатель адиабаты, $v_A^2 = dp(\rho)/d\rho$.

Внешние процессы, происходящие в окрестности области компрессии, напоминают процессы в Z-пинче (см. *Пинч-эффект*), но развернутые не во времени, а в пространстве.

Рааряды в МПК могут быть в газах (водороде, воздухе и др.), а также на продуктах эрозии диэлектрика, разделяющего электроды. При раарядных токах ~ 300 кА на водороде получены степени сжатия $\rho_{\text{макс}}/\rho_0 \sim 50$, а на воздухе ~ 400 [2]. Эрозионные МПК исследуются как возможные мощные источники излучения [3].

Лит.: 1) Морозов А. И., О стационарных течениях плазмы, сопровождающихся её сжатием, «ЖТФ», 1967, т. 37, № 12, с. 2147; 2) Виноградова А. К., Морозов А. И., Стационарные компрессионные течения, в кн.: Физика и применение плазменных ускорителей, Минск, 1974; 3) Камруков А. С., Ковалов Н. П., Иротасов Ю. С., Генераторы лазерного и мощного теплового излучения на основе сильноточных плазмодинамических разрядов, в кн.: Плазменные ускорители и ионные инжекторы, М., 1984. А. И. Морозов. **МАГНИТОСТАТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ** — часть энергии магнетика W_m , обусловленная магн. диполь-дипольным взаимодействием элементарных атомных магн. моментов (диполов). В приближении сплошной среды W_m можно представить в виде энергии взаимодействия намагниченности M с магнитостатич. полем H^m :

$$W_m = - \frac{1}{2} \int_V M H^m dr, \quad (1)$$

где интегрирование производится по объёму V магнетика. Напряжённость поля H^m определяется из ур-ний магнитостатики (отсюда и назв. энергии W_m):

$$\text{rot} H^m = 0, \quad \text{div} B = 0, \quad (2)$$

где $B = H^m + 4\pi M$ — магнитная индукция магнетика (Ф-лы записаны в Гауссовой системе единиц). В магнетиках ограниченных размеров к (2) необходимо добавить граничные условия, заключающиеся в непре-

рвности тангенциальной составляющей $H^{(m)}$ и нормальной составляющей B :

$$(B_n, n) = (B_n, n), \quad H_{1\tau}^{(m)} = H_{2\tau}^{(m)}, \quad (3)$$

где B_1, B_2 и $H_1^{(m)}, H_2^{(m)}$ — индукция и напряженности магнитостатич. полей двух соседних сред (напр., магнетик — вакуум) на границе их раздела. Индекс 2 обозначает тангенциальную составляющую $H^{(m)}$, n — единичный вектор нормали к границе раздела сред. Решение ур-ний (2) с учётом (3) можно представить в виде

$$H^{(m)}(r) = -\text{grad} \left\{ -\int d\tau' \frac{\text{div} M(r')}{|r-r'|} + \int_S dS \frac{(M(r') \cdot n)}{|r-r'|} \right\}, \quad (4)$$

где S — поверхность, охватывающая объём магнетика. Из (4) видно, что $H^{(m)}$, а следовательно, и W_m обусловлены существованием величин $\rho_m = -\text{div} M$ и $\sigma_m = -(M \cdot n)$, называемых объёмными и поверхностными плотностями магнитостатич. «зарядов», вводимых по аналогии с электростатическими. Из (4) видно также, что $H^{(m)}(r)$ существует как в объёме магнетика, так и вне его, поскольку r относится ко всему безграничному пространству. В связи со сказанным W_m можно представить также в виде

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \int (H^{(m)})^2 d\tau,$$

где интегрирование осуществляется по всему безграничному пространству.

М. в. играет определяющую роль при образовании доменной структуры (см. *Магнитная доменная структура*), а также *магнитостатических волн* в ферро- и ферримагнетиках. Она существенно влияет и на формирование структуры *доменных стенок* в тонких *магнитных плёнках* (см., напр., *Неева стенка*).

Лит.: Волосовский С. В., *Магнетизм*, М., 1971; Ах иезер А. И., Барьяхтар В. Г., Петелинский С. В., *Спиновые волны*, М., 1967. Б. Н. Филалтов.

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ — «медленные» эл.-магн. волны (с фазовой скоростью $v_\phi \ll c$), сопровождающие колебания спинов в магнитоупорядоченном веществе. Обычно в приближении М. в. рассматривают ДВ-колебания спинов, в динамике к-рых влиянием *обменных взаимодействий* можно пренебречь (в приближении *спиновых волн* это взаимодействие учитывается). Волновые числа k М. в. лежат в диапазоне $\omega \sqrt{\epsilon} / c \ll k \ll \sqrt{2\pi} M^2 / A$, где ω — частота М. в., ϵ — диэлектрич. проницаемость, M — намагниченность, A — параметр обменного взаимодействия. Левое неравенство соответствует условию $v_\phi \ll c$, правое — условию безобменного приближения. Для типичных ферромагнетиков диапазон М. в. соответствует волновым числам $10 \text{ см}^{-1} \ll k \ll 10^6 \text{ см}^{-1}$. В меру малости фазовой скорости М. в. описываются ур-ниями магнитостатики

$$\text{rot } H = 0, \quad \text{div}(H + 4\pi M) = 0$$

и Ландау — Лифшица уравнением движения магн. моментов

$$\dot{M} = -\gamma [M \times H]$$

с магнитостатич. граничными условиями

$$H_\tau, \quad B_n \Big|_r = \text{const},$$

где H_τ и B_n — тангенциальная и нормальная к поверхности образца составляющие напряженности и индукции магн. поля.

В образце конечных размеров магнитостатич. колебания магн. моментов зависят от формы и размеров образца [Л. Р. Уокер (L. R. Walker, 1957), В. Г. Барьях-

тар и М. И. Каганов (1964)]. В погранич. пластине распространяются как поверхностные, так и объёмные М. в., структура и спектр к-рых зависят от геометрии намагничивания пластины и направления распространения волны [Р. У. Деймон, Дж. Р. Эшбах (R. W. Damon, J. R. Eshbach, 1961)].

Эксперим. и теоретич. изучение М. в. началось в 70-х гг. 20 в. и до 80-х гг. проводилось на объёмных образцах (сферах, стержнях и пластиках) из монокристаллов железоиттриевого граната (ЖИГ) с нач. 80-х гг. М. в. исследуются преим. в оптическиально выращенных плёнках ЖИГ (см. *Эпитаксия*).

М. в. возбуждаются неоднородным магн. полем, создаваемым в феррите током, протекающим по металлу, проводнику, расположенному на поверхности исследуемого образца (плёнки). Для возбуждения и приёма М. в. применяются преобразователи в виде микрополосковых, компланарных и щелевых волноводов линий, выполненных на ферритовом слое.

В отсутствие магнитокристаллич. анизотропии спектр и структура распространяющихся в плёнке М. в. определяются магнитоупорядоченными взаимодействиями спинов, обусловленными полями рассеяния, возникающими при колебаниях намагниченности в плёнке.

Различают три осн. типа М. в. в плёнке (пластине). При намагничивании плёнки параллельно её плоскости в ней могут распространяться поверхностные (ПМВ) и обратные объёмные (ООМВ) М. в., спектры к-рых

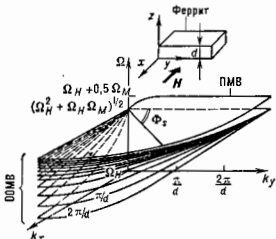


Рис. 1. Спектры магнитостатических волн для случая касательной намагниченной пластины (плёнки). Показана угловая зависимость спектра частот М. в. для одного квадранта системы координат. В этом квадранте спектр поверхностной магнитостатической волны расположен в секторе, ограниченном углом Φ_0 . Снизу к нему примыкает спектр обратных объёмных магнитостатических волн, имеющих многомодовый состав (Деймон, Эшбах, 1961). Для других квадрантов картина аналогична.

изображены на рис. 1. Поверхностные М. в., часто называемые волнами Деймона — Эшбаха, имеют ограниченный угол сектора распространения, перпендикулярный направлению магн. поля и определяемый углом $2\Phi_0 = 2\text{arctg}(H/4\pi M)^{1/2}$. Их спектр лежит в диапазоне частот

$$(\Omega_H + \Omega_H \Omega_M)^{1/2} < \Omega < \Omega_H + 1/2 \Omega_M,$$

где $\Omega_H = \gamma H$, $\Omega_M = \gamma \cdot 4\pi M$, γ — *магнитомеханическое отношение*. Эти волны имеют положит. групповую скорость $v_g = d\Omega/dk > 0$. Амплитуда ПМВ экспоненциально падает не только снаружи, но и внутри ферритового слоя вглубь от его поверхности, на к-рой локализована волна. Этот тип М. в. обладает неважными свойствами при распространении: волны, движущиеся в прямом и обратном направлении, локализованы на противоположных сторонах плёнки. Набл. сильно неважностное распространения ПМВ проявляется при металлизации одной из поверхностей ферритовой

плёнки. Металлизация изменяет граничные условия, т. к. на ней $B_n = 0$. Спектральные характеристики М. в., локализованной вблизи металлизированной поверхности и удалённой от неё, отличаются. В частности, верх. граница частот ПМВ, локализованных вблизи металлизированной поверхности, возрастает до $\omega_\infty = \omega_H + \omega_M$. Поэтому ПМВ, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях, в данном случае имеют разл. групповые скорости распространения.

Спектр обратных x объёмных М. в. в изотропном ферромагнетике примакает к спектру поверхностных М. в. и лежит в диапазоне $\omega_H < \omega < (\omega_H^2 + \omega_H \omega_M)^{1/2}$. ООМВ имеют многомодовый характер спектра и отрицат. групповую скорость: $v_g = d\omega/dk < 0$. В касательно намагниченной плёнке (пластине) спектр М. в. анизотропен, поэтому направления лучевой и фазовой скоростей в волне в общем случае не совпадают, кроме двух случаев, когда $H \perp k$ и $H \parallel k$. В первом случае спектр ООМВ вырождается в прямую линию $\omega = (\omega_H^2 + \omega_H \omega_M)^{1/2}$, так что при этом $d\omega/dk = 0$, а во втором случае ширина спектра мала.

При перпендикулярном намагничивании плёнки до насыщения в ней распространяются прямые объёмные М. в. (ПОМВ), характеризующиеся многомодовым изотропным спектром (рис. 2). Они имеют положит. групповую скорость, а частотный интервал их спектра лежит в диапазоне $\omega_{H_1} < \omega < (\omega_{H_1}^2 + \omega_{H_1} \omega_M)^{1/2}$, где $\omega_{H_1} = \gamma H - 4\pi M$.

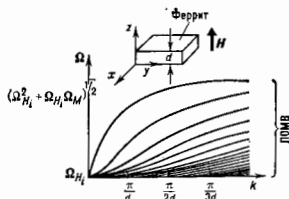


Рис. 2. Спектр прямых объёмных магнитоэстатических волн для случая перпендикулярно намагниченной пластины (плёнки).

Мин. потери энергии распространяющейся М. в. определяются процессами магн. релаксации спинов (магн. моментов) — шириной линии однородного ферромагнитного резонанса ΔH . Диссипативные потери учитываются в ур-ниях движения магн. моментов введением соответствующего релаксат. члена в ур-ние Ландау — Лифшица. Декремент пространств. затухания М. в. определяется при этом мнимой частью волнового числа $\text{Im } k = \delta\omega/v_g$, где $\delta\omega$ — ширина линии М. в., пропорциональная ΔH . Потери М. в. относят обычно к времени групповой задержки сигнала $\tau_g = -1/v_g$, где L — расстояние, пройденное импульсом М. в., так что изменение мощности М. в. $P(L)$ описывается ф-лой

$$\alpha = \frac{10}{\tau_g} \lg \frac{P(L)}{P(0)} \approx 76,4 \cdot \Delta H \text{ (дБ/мкс.)}$$

В типичных плёнках ЖИГ с шириной линии $\Delta H = 0,3 \text{ Э}$ затухание М. в. $\alpha = 15-25 \text{ дБ/мкс.}$ Длинноволновые (безобменные) М. в. взаимодействуют с др. волнами в плёнке, и в первую очередь с коротковолновыми (обменными) спиновыми волнами. Когда толщина d плёнки достаточно мала, $d \lesssim \pi(A/M\Delta H)^{1/2}$, М. в. могут являться источником возбуждения стоячих (поперёк плёнки) коротковолновых

спиновых колебаний — мод спин-волнового резонанса (СВР). Взаимодействие М. в. с модами СВР в этом случае изменяет их дисперсионные и амплитудно-частотные характеристики. В области пересечения частотных ветвей М. в. и СВР происходит гибридизация спиновых волн, в результате к-рой групповая скорость М. в. уменьшается, а декремент пространств. затухания её увеличивается. Наиб. интенсивно М. в. возбуждает СВР при наличии поверхностного «загрязнения» спинов, магн. и др. пространств. неоднородностей в ферритном слое.

Благодаря магнитоэстатическим М. в. взаимодействует с акустич. волнами, наиб. сильно — в области магнитоэстатического резонанса, когда образуются связанные магнитоупругие волны. Вдали от магнитоэстатического резонанса взаимодействие М. в. с акустич. волнами, наиб. сильно — в области магнитоэстатического резонанса, когда образуются связанные магнитоупругие волны. Вдали от магнитоэстатического резонанса взаимодействие М. в. с акустич. волнами, наиб. сильно — в области магнитоэстатического резонанса, когда образуются связанные магнитоупругие волны.

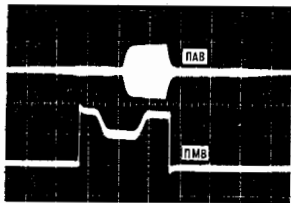


Рис. 3. Осциллограмма импульса поверхностной магнитоэстатической волны, рассеянной на поверхностных акустических волнах. Амплитуда проходящего после рассеяния импульса поверхностной магнитоэстатической волны (испытывающей брэгговское отражение) уменьшается (пропадает в середине осциллограммы импульса поверхностной магнитоэстатической волны).

тоакустич. резонанса волна упругой деформации также может сильно изменить амплитудно-частотные характеристики М. в. как при коллинеарной, так и при неколлинеарной геометрии их взаимного распространения (при выполнении условий неупругого рассеяния М. в. на акустич. волне). На рис. 3 показан эффект уменьшения амплитуды импульса М. в. при коллинеарном рассеянии её на поверхностной акустич. волне (ПВВ; импульс её изображён сверху).

Мощность М. в. ограничена сверху. Она пропорциональна квадрату угла θ отклонения прецессирующей магн. момента от равновесного положения. Макс. амплитуда прецессии (а следовательно, мощность М. в.) ограничивается распадающимися спин-волновыми процессами — параметрич. генерацией высочастотных спиновых волн за счёт энергии М. в. При достижении пороговой мощности М. в. амплитуда прецессии практически не увеличивается, т. к. энергия М. в. идёт на поддержание параметрически возбуждённого состояния спиновой системы кристалла. При небольших значениях внеш. магн. поля [$H < (4\pi/3)M$] амплитуду поверхностных М. в. ограничивают в основном трёхмагнитонные распады (генерация трёх мод спин-волновых колебаний). При этом макс. величина угла отклонения $\omega_{\text{макс}} \approx \Delta H/(4\pi M)$. Когда $H > (4\pi/3)M$, то для трёхмагнитонных распадов не могут выполняться условия фазового синхронизма взаимодействующих волн (закон сохранения энергии и импульса) и преобладающими становятся четырёхмагнитонные спин-волновые процессы, к-рые ограничивают угол отклонения величиной $\omega_{\text{макс}} \approx \sqrt{\Delta H/(4\pi M)}$.

Перспективная область применения М. в. — устройства аналоговой обработки сигналов микроволнового диапазона (0,5–20 ГГц), аналогичные акустоэлектронным устройствам на поверхностных акустич. волнах (см. Акустоэлектроника). Это связано с тем, что при частотах выше 3 ГГц М. в. в ЖИГ затухают слабее, чем

ПАВ вibrate лития. Кроме того, благодаря зависимости частоты M в. от внеш. магн. поля, устройства на M в. допускают электронное управление амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) микроволновых сигналов, а также превосходят устройства на ПАВ менее жесткими требованиями к размерам возбуждающих и принимающих устройств.

Для фильтрации, изменения фазовых и амплитудно-частотных характеристик микроволновых сигналов в устройствах на M в. применяют периодич. решетки в виде металлизиров. полосок, протравленных канавок, ново-имплантированных структур, на K -рых M в. отражаются в соответствии с условиями *Брэгговского отражения*. Для тех же целей применяют многослойные сварные структуры (феррит — диэлектрик — металл, феррит — диэлектрик — феррит и др.), являющиеся АЧХ M в. в зависимости от типа структуры и толщины составляющих слоев.

Дисперсионные характеристики M в. измеряются по времени задержки импульсов M в. в зависимости от частоты и внеш. магн. поля. Для измерения спектральных зависимостей M в. используют интерференцию сигналов быстрой эл.-магн. волны наводки и принимаемой M в. Для диагностики M в. применяют индукц. и магнитоопт. методы зондирования, основанные на эффекте *Мандельштама — Бреллоуна* рассеяния света на M в. Спектральные и амплитудно-частотные характеристики M в. используются для измерения параметров магн. релаксации, анализа данных ферромагн. резонанса, определения степени «защелкивания» спинов на поверхности, магн. однородности сварных структур и др. величин.

Лит.: Walker L. R., Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance, «Phys. Rev.», 1957, т. 105, п. 390; Барьяхтар В. Г., Каганов М. И., Неодорожный резонанс и спиновые волны в об.: Ферромагнитный резонанс, под ред. С. В. Воиновского, М., 1961; Damon R. W., Eshbaeh J. R., Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab, «J. Phys. Chem. Solids», 1961, v. 19, № 3/4, p. 808; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнитах, М., 1973, с. 322; Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Взаимодействие СВЧ-спиновых волн и электронов в слоистых структурах полупроводник-феррит, «Радиотехника и электроника», 1978, т. 23, в. 3, с. 197; Леонов Б. М., Леоваги В. И., Магнитоэлектрические колебания в ферритах и их использование в технике СВЧ, «Обзоры по электронной технике. Сер. 1 — Электроника СВЧ», 1978, в. 12; Вапняр Г. М., СВЧ-устройства на магнитоэлектрических волнах, там же, 1984, в. 3, с. 160; Зильберман А. К., Полюков А. Ф., Магнитоэлектрические волны в электронике, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Электроника, т. 19, М., 1987. А. Ф. Полюков.

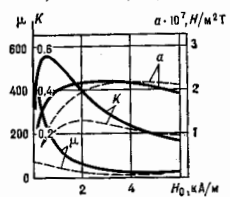
МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ — ферромагнитные металлы и сплавы (см. *Ферромагнетик*) и ферритмагнитные ферриты, обладающие хорошо выраженными магнитоэлектрич. свойствами (см. *Магнитоэлектрик*); применяются для изготовления *магнитоэлектрических преобразователей*. Существуют металлы, и ферритные M в.

Свойства M в. Связанные с преобразованием энергии свойства M в. характеризуются коэф. магнетомеханич. связи K , магнитоэлектрич. постоянной a и постоянной чувствительности A . Величина K равна отношению преобразованной энергии (механической или магнитной) к подводимой (соответственно магнитной или механической) без учета потерь; $a = \sigma_m B_m$ определяет чувствительность электродукт. преобразователя в режиме излучения, а $\Lambda = B_m \sigma_m$ — его чувствительность в режиме приема. Относит. магн. проницаемость $\mu = B_m / H_m$ характеризует электрич. импеданс преобразователя в отсутствие механич. колебаний, K -ый необходимо учитывать при согласовании преобразователя с электрич. схемой (σ_m, B_m, H_m — соответственно амплитуды механич. напряжения, магн. индукция, магн. поля). Величины a, Λ, K связаны соотношениями, в K -ые входят магн. проницаемость μ (в общем случае комплексная) и константа упругой податливости. Динамич. постоянные упругости — модуль Юнга и модуль сдвига — в комбинации с плотностью материала определяют скорость продольных и сдвиговых волн и соот-

ветственно резонансные частоты сердечников заданных размеров при заданной форме колебаний.

Эффективность преобразования, или КПД, определяется наряду с коэф. K магн. и механич. потерями. Магн. потери в M в. обусловлены вихревыми токами, зависящими от уд. электрич. сопротивления ρ , и *гистерезисом магнитным*, косвенно определяемым величиной коэрцитивной силы H_c . Характеризуются магн. потери величиной $I_{\text{гФ}}$, представляющей отношение вымощи и действит. части μ . Механич. потери зависят от добротности материала Q .

Динамич. характеристики M в. сильно зависят от величины пост. поля подмагничивания H_0 (рис.). В таблице приведены динамич. характеристики основных M в., отвечающие малым амплитудам $H_m \ll H_0$.



Температурная стабильность свойств M в., особенно важная при использовании их в фильтрах, стабилизаторах час-

Зависимости K, a, μ от подполя подмагничивания H_0 для никели (зигзаг) и феррита (сплошная линия) при малой амплитуде переменного поля.

тоты и др., тем больше, чем выше температура Кюри T_c . Для магнитоэлектрич. излучателей звука большое значение имеют величина магнитоэлектрич. напряжения λ_s , K -рая определяет их предельную мощность в условиях значит. нагрузки, и динамич. устойчивость прочност. $\sigma_{\text{пр}}$, ограничивающая предельную амплитуду колебаний слабо нагруженных преобразователей. Величина λ_s , а также крутизна статич. кривой зависимости магнитоэлектрич. от магн. поля являются определяющими параметрами M в. при их использовании в оптико-механич. системах, создающих управляемые статич. или НЧ-перемещения.

Из металлических M в. наиб. употребительны никель и сплавы на его основе, а также железокобальтовые и железоалюминиевые сплавы. Их используют в поликристаллич. форме и изготавливают по обычной металлургич. технологии, прокатывая в виде полос толщиной 0,1—0,3 мм для уменьшения потерь на вихревые токи. В сплавах на основе никеля, напр. введенном добавок кобальта, компенсируют магнитоэлектрич. анизотропию и соответственно повышают динамич. характеристики K, a, μ , а также снижают потери на гистерезис, добавки же кремния или хрома повышают ρ и соответственно уменьшают потери на вихревые токи. Созданием кристаллич. ориентации в никеле и его сплавах (т. е. кристаллографич. текстуры) достигается увеличение λ_s на 20—30%. Железокобальтовый сплав — пермаллой — обладает большей λ_s и более высокими магн. и магнитоэлектрич. константами, чем никель, благодаря чему он применяется в мощных излучателях звука. Однако этот сплав легко корродирует, отличается невысокой временной и технол. стабильностью свойств, непластичен и поэтому неудобен в обработке. Железоалюминиевые сплавы обладают достаточно высокими магнитоэлектрич. характеристиками и электропрочностью; их недостаток — низкая коррозионная стойкость, повыш. хрупкость, затрудняющая их механич. обработку. Электромеханич. и электроакустич. преобразователи из металлов. M в. применяют на частотах до 20—40 кГц, практически без ограничения прочности.

Редкоземельные M в. Особую группу металлов. M в. составляют материалы на основе соединений редкоземельных элементов (тербия (Tb), диспрозия (Dy)) с железом. Магнитоэлектрич. их очень велика — до

10^{-9} — 10^{-2} , однако она достигается в магн. полях, составляющих десятки и сотни кА/м. Введение компонентов, компонирующих кристаллографич. анизотропию, и создание текстуры позволяют увеличить крутизну магнитоэтрикц. кривой и соответственно повысить динамич. характеристики материалов этого типа: у лучших составов величина K достигает 0,80 при $H_0 \approx 10$ кА/м. Получают образцы сплавов на основе редкоземельных элементов методом вытягивания из расплава или методами порошковой металлургии.

Ферритовые М. п. К ним относятся ферриты со структурой шпиннели — феррит никеля и твердые растворы на его основе (включающие ферриты кобальта, цинка, меди и др. добавки) — и со структурой гравата — в основном феррит-гранат иттрия (ИФГ). Ферриты-шпиннели употребляют в виде поликристаллич. керамики, к-рая изготавливается из окислов (реже солей) металлов по керамич. технологии, в форме монокристаллич. сердечников; ферриты-гранаты выращивают из расплава в виде монокристаллов.

Ферритовые М. п. практически не обладают потерями на вихревые токи и соответственно могут использоваться до весьма высоких частот. Для электроакустики, преобразователей применяют ферриты-шпиннели на основе феррита никеля, к-рые обладают достаточно хорошими константами преобразования, высокой механич. добротностью, коррозионной стойкостью. Однако относительно малая механич. прочность и низкие значения λ , этих М. п. ограничивают предельную амплитуду излучателя звука из ферритов. Для использования в электроакустике, фильтрах, резонаторах путем модификации хим. состава созданы образцы керамич. ферритов с добротностью св. 5000 и весьма малыми температурными коэф. резонансной частоты сердечников. Они применяются на частотах от 10^4 до 10^6 Гц. В диапазоне 10^7 — 10^8 Гц для устройств акустоэлектроники используются монокристаллич. ферриты-гранаты на основе редкоземельных элементов, обладающие малыми магн. потерями и высокой механич. добротностью. Наиб. распространение среди них получил феррит-гранат иттрия, у к-рого $Q \approx 10^5$ на частоте 10 МГц, $t_{\text{в}} \approx 0,03$ на частоте 20 МГц, а $T_c = 640^\circ\text{C}$. Кристаллы ИФГ используются для линий задержки, в т. ч. с усилением сигналов на основе использования нелинейных эффектов и с взаимодействием акустич. и спиновых волн (см. *Магнитоупругие волны*).

Лит.: Попов Л. Я., Справочник по электрическим и ультразвуковым методам обработки материалов, 2 изд., Л., 1971; Штраус В., Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната, в кн.: Физическая акустика, под ред. У. Мелона, пер. с англ., т. 4, ч. В, С. М., 1970; Сыркин Л. Н., Пьезомагнитная керамика, 2 изд., Л., 1980; Саваге Н. Т. и др., *Резонансные магнетомеханические линии и магнетострикция в grain-oriented rare earth — iron alloys*, *J. Appl. Phys.*, 1979, в. 50, № 3, стр. 1674; Денис А., Электроакустические системы, пер. с нем., М., 1982.

И. П. Гольмичев

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ

— электроакустич. или электроакустический преобразователь, действие к-рого основано на эффекте магнитоэтрикции. В М. п. используется, как правило, линейная магнитоэтрикция ферро- или ферримангнети-

ков в области техн. намагничивания (см. *Ферромагнетизм, Ферримангнетизм*).

М. п. представляет собой сердечник из магнитоэтрикционных материалов с обмоткой. Протекающий по обмотке М. п. переменный ток от внеш. источника создает в сердечнике переменное магн. поле (намагниченность), к-рое вызывает его механич. колебания. И наоборот, колебания сердечника М. п. под действием внеш. переменной силы преобразуются в переменную намагниченность, наводящую в обмотке переменную эдс. Электрич. импеданс обмотки М. п. в областях частот, лежащих вблизи собств. частот колебаний сердечника, в значит. степени определяется механич. параметрами сердечника, рассматриваемого как колебат. система. В соответствии с этими свойствами М. п. используются в УЗ-технике, гидроакустике, акустоэлектронике и ряде др. областей техники в качестве излучателей и приемников звука, разнообразных датчиков колебаний, фильтров, резонаторов, стабилизаторов частоты и др.

Материалом для сердечников М. п. — излучателей и приемников звука — в гидроакустике и УЗ-технике служат металлы, магнитоэтрикц. материалы: никель и его сплавы, железокобальтовые и железоалюминиевые сплавы и керамика, магнитоэтрикц. материалы на основе феррита никеля. Работают такие М. п. на частотах от неск. сотен Гц до десятков кГц; частотный диапазон ограничивается сверху у металлов, материалов потерями на вихревые токи, а также необходимостью создания сердечников с замкнутым магн. потоком для уменьшения потерь из-за расстояния. Для фильтров, резонаторов и др. устройств акустоэлектроники применяют, как правило, лишь ферритовые материалы ввиду их высокой механич. добротности и (у некр-рых составов) температурной стабильности свойств. В диапазоне десятков и сотен кГц в акустоэлектронике используются ферриты-шпиннели в керамич. модификации на основе никелевого феррита, на частотах до сотен МГц — кристаллич. ферриты-гранаты на основе редкоземельных элементов.

В большинстве случаев М. п. работают при наличии постоянной составляющей магн. поля H_0 (магн. индукция B_0) с целью линеаризации эффекта магнитоэтрикции: при этом колебания сердечника в режиме излучения происходят с частотой возбуждающего поля, а в режиме приема эдс в обмотке имеет частоту внеш. звукового давления. Пост. подмагничивание создается либо протекающим по обмотке пост. током, либо с помощью пост. магнитов, либо за счет остаточной намагниченности. В излучателях звука величину H_0 выбирают так, чтобы получить макс. эффект преобразования энергии или достичь предельной излучаемой мощности (в последнем случае $B_0 \approx B_{\text{в}}/2$, где $B_{\text{в}}$ — индукция насыщения). В приемниках достаточной бывает остаточная намагниченность, при к-рой чувствительность ближе к макс. значению. В устройствах акустоэлектроники — фильтрах, стабилизаторах, линиях задержки — пост. поле используют иногда и для управления их характеристиками — коэф. передачи, величиной потерь, ра-

Основные характеристики магнитоэтрикционных материалов

| Материал, его марка | Хим. состав | d , 10^{-6} Гц/м ² | c , м/с | ν | K | d , 10^{-6} Гц/мТ | $H_{\text{зв}}^{\text{эфф}}$, 10^{-3} А/м | λ , 10^{-4} | D , 10^{-4} Ом·см | H_c , 10^{-3} А/м | Q | $\delta_{\text{вп}}^{\text{эфф}}$, 10^{-6} Гц/м ² | T_c , $^\circ\text{C}$ |
|---------------------|--|-----------------------------------|-----------|--------|-----------|-----------------------|--|-----------------------|-----------------------|-----------------------|------|---|--------------------------|
| Никель, НН2Т | Ni > 98% | 8,5 | 4900 | 35 | 0,25—0,30 | 2,3 | 10—20 | —37 | 0,7 | 1,7 | 700 | 1000 | 360 |
| Пермаллой, 49Ф | Co 49%, Fe 2%, ост. Fe | 8,2 | 5200 | 200 | 0,50 | 2,0 | 4—6 | +70 | 3,4 | 1,4 | 600 | 1100 | 980 |
| Альфери, 12Ю | Al 12—14%, ост. Fe | 6,7 | 4800—5000 | 30—100 | 0,25—0,30 | 0,85—1,15 | 3—7 | +40 | 16 | 0,12—0,30 | 400 | — | 500—800 |
| Феррит, 21СИА | NiOFe ₂ O ₄ +глаузар | 5,2 | 5900 | 20 | 0,25 | 2,6 | 15—20 | —26 | 10 ² | 2—4 | 2000 | 200—250 | 590 |
| Ферриты Виброне | NiOFe ₂ O ₄ +Cu, Co | 5,1 | 5600 | 20 | 0,27 | 2,0 | 10—17 | —30 | 10 ² | — | 2000 | 150 | 530 |

бочей частотой. М. п. используются обычно в режиме резонансных колебаний сердечника, вне резонанса применяются иногда лишь датчики колебаний.

М. п., используемые в гидроакустику или УЗ-технике для излучения и приёма звука или в качестве датчиков колебаний, имеют чаще всего сердечники стержневого или кольцевого (цилиндрич.) типа (рис. 1). Стержневые сердечники совершают продольные колебания вдоль

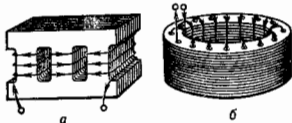


Рис. 1. Преобразователи на металлических магнито-стрикционных материалах с сердечниками: а — стержневой, б и в — кольцевой формы. Стрипками отмечено направление тока в обмотке.

оси составляющих их двух или более стержней. Стержни объединяются т. н. накладками, к-рые обеспечивают замыкание магн. потока и непосредственно излучают (принимают) звуковые волны или колебания. При одностороннем излучении (приёме) со стороны перерабатываемой поверхности создают экран — воздушную подушку (напр., с помощью пористой резины). Кольцевые М. п. в зависимости от расположения экрана излучают звук внутр. или наружной поверхности. В первом случае М. п. может работать как фокусирующий; используется также резонанс внутр. полости, когда собственно излучателем является столб жидкости внутри цилиндра. Во втором случае осуществляется излучение во внеш. среду с равномерной азимутальной характеристикой направленности в плоскости, перпендикулярной оси. Сердечники из металла, материалов для уменьшения потерь на вихревые токи набирают из штампованных по их форме тонких (0,1—0,2 мм) пластин (рис. 1, а и б) или навивают из тонкой ленты (рис. 1, в). Сердечники излучателей и приёмников из ферритов используют молотитыми ввиду большего электросопротивления этих материалов и обычно — с вост. магнитами (рис. 2).

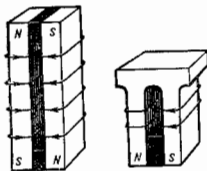


Рис. 2. Ферритовые преобразователи с вставленными в монолитный сердечник постоянными магнитами (зачернены).

торах и др. устройствах имеют форму колец, стержней, гантелей, трубок, причём широко используются как продольные (рис. 3, а), так и крутильные колебания. Крутильные колебания возбуждаются на основе Видемана эффекта: в трубке с вост. остаточной намагниченностью вдоль оси ток в тороидальной обмотке создаёт переменное циркулярное магн. поле (рис. 3, б) или при остаточной циркулярной намагниченности ток в соленоидальной, соосной с сердечником, обмотке создаёт осевое переменное поле (рис. 3, в).

Резонансные частоты f_0 сердечников в виде стержней сеч. сечения или тонких трубок вычисляются по ф-лам $f_0 = (n/2l)\sqrt{E/\rho}$ для продольных и $f_0 = (n/2l)\sqrt{G/\rho}$ для крутильных колебаний, где n — номер гармоника,

l — длина стержня (трубки), E — модуль Юнга, G — модуль сдвига, ρ — плотность материала сердечника. Резонансная частота радиальных колебаний кольца или цилиндра со ср. радиусом r_0 приближённо определяется ф-лой $f_0 = (1/2\pi r_0)\sqrt{E/\rho}$. В зависимости от режима работы, обусловленного нагрузкой в электр. цепи М. п., в ф-лах для резонансных частот будут фигурировать модули упругости E^H и G^H (при пост. поле) или

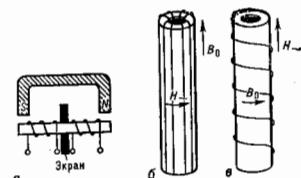


Рис. 3. Магнито-стрикционные резонаторы, работающие: а — на продольных, б и в — на крутильных колебаниях.

E^B и G^B (при пост. индукции), или же промежуточные между этими крайними величинами значения модулей. Излучатели из металл. материалов обладают электроакустич. кпд 50%, из ферритов — до 70—80%. Интенсивность I излучения их на резонансной частоте определяется выражением

$$I = \frac{\alpha^2 B_m^2}{\Gamma_m} \eta_{Ма}^2 \Psi,$$

где α — магнито-стрикц. постоянная, B_m — амплитуда переменной индукции, Γ_m — уд. механ. сопротивление акустич. нагрузки, $\eta_{Ма}$ — механоакустич. кпд, Ψ — безразмерная величина, зависящая от формы сердечника. Макс. интенсивность излучения М. п. при работе на значит. нагрузку (напр., при излучении в жидкость в отсутствие кавитации или в твёрдое тело) ограничивается нелинейностью свойств материала сердечника, обусловленной явлением магн. насыщения, и достигает десятков Вт/см² (у ферритовых излучателей — не более 10 Вт/см²). При работе с малой нагрузкой (напр., в составе УЗ-инструментов) ограничивающим фактором является механич. прочность материала. Амплитуда колебаний стержневых излучателей на частотах 20—40 МГц может достигать св. 10 мкм (у ферритовых — 2—3 мкм).

Высокая механич. прочность, отсутствие спец. требований к гидро- и электроизоляции сердечника — гл. достоинства М. п., определяющие в ряде случаев их преимущество перед пьезоэлектрич. преобразователями в диапазоне частот от сотен Гц до 100 кГц для целей гидроакустики и УЗ-техники. При использовании М. п. в устройствах акустоэлектронной осн. достоинством их является высокая механич. добротность, достигающая у ферритовых резонаторов величин $\sim 10^4$ [М. п. на основе феррита-граната итрия (ИФГ) обладают добротностью до 10^7 в акустич. СВЧ-диапазоне]; при этом устройства на основе М. п. отличаются простотой изготовления и удобством схемных решений.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 1, ч. А. М., 1966; Г о л и м и н И. П., Магнито-стрикционные излучатели из ферритов, в кн. Физика и техника мощного ультразвука, изд. 1 — Источники мощного ультразвука, М., 1967; Ультразвуковые преобразователи, под ред. Е. Киничи, пер. с англ., М., 1972; Г у т и И. Я., Изобр. труды, 11, 1977, И. С. Голышев.

МАГНИТОСТРИКЦИЯ (от лат. *strictio* — сжатие, натягивание), изменение формы и размеров тела при его намагничивании; открыто в железе Дж. П. Джоулем (J. P. Joule, 1842). Явление М. свойственно всем веществам как сильномагнитным (ферро-, ферри- и антиферромагнетикам), так и диа- и парамагнетикам, поскольку отражает взаимосвязь подсе-

тем атомных магнитных моментов и кристаллической решетки. В сальвомагн. веществах М. достигает значит. величин (относ. удлинение $\Delta l/l \sim 10^{-3} - 10^{-2}$). В диа- и парамагнетиках в большинстве случаев М. мала ($10^{-3} - 10^{-6}$), но имеются исключения: В1 и редкоземельные парамагнетики, в к-рых она достигает 10^{-4} . Существует ряд родственных М. явлений: спонтанная деформация решетки, или спонтанная М., сопутствующая изменению магн. состояния вещества при нагреве (иногда её наз. термострикцией); часть упругой деформации магнитоэластики, природы, возникающей при действии механич. напряжений (механострикция); обратное по отношению к М. явление — изменение намагниченности магнетика при действии на него механич. напряжений (магнитоупругий эффект, или обратная М.).

В теории магнетизма рассматриваются разл. микроскопич. механизмы М.: за счёт изменения магн. диполь-дипольного взаимодействия, спин-орбитального взаимодействия, а также взаимодействия анизотропного электронного облака атома переходного элемента с внутркристаллическим полем (одноионная М.) и за счёт изменения обменных сил как между атомами, так и между электронами. В ферро- и ферримагнетиках в диагонале значений магн. поля, где протекают процессы смещения доменных границ и вращение векторов M_s спонтанной намагниченности (см. *Намагничивание*), проявляется анизотропия М. — зависимость её величины и знака от направления в кристалле, при этом М. проявляется в изменении формы кристалла без изменения его объёма (длина и в а. М.). Расчёты линейной М. в кристаллах осуществляются по феноменологич. ф-лам. Так, для расчёта М. ферро- и ферримагн. кристаллов кубич. симметрии, намагниченных до насыщения, применяется ф-ла

$$(\Delta l/l)_s = a_1 \sum_{i,j} (\sigma_i \sigma_j - 1/3) + 2a_2 \sum_{i,j} s_i s_j \beta_i \beta_j,$$

где s_i, s_j и β_i, β_j ($i, j = 1, 2, 3$) — направляющие косинусы векторов M_s и направления измерения по отношению к ребрам куба, a_1 и a_2 — константы анизотропии М., числовые равные:

$$a_1 = 3/2(\Delta l/l)_{[100]}, \quad a_2 = 3/2(\Delta l/l)_{[111]},$$

где $(\Delta l/l)_{[100]}$ и $(\Delta l/l)_{[111]}$ — макс. линейные М. соответственно вдоль ребра и пространств. диагонала куба. Для ферро- и ферримагнетиков иной кристаллич. симметрии ф-лы для расчёта анизотропии М. носят более сложный характер. Путём усреднения по различным s_i, s_j, β_i и β_j может быть получена ф-ла для расчёта М. поликристаллич. образцов (при условии, что a_1 и a_2 одного знака и близки друг другу по величине). Так, для Ni и сплавов Fe — Ni применима ф-ла

$$(\Delta l/l)_s = 3/2(\Delta l/l)_{[100]}(\cos^2 \nu - 1/3),$$

где ν — угол между направлением напряжённости магн. поля H и направлением измерения линейной М. внутри поликристаллич. образца. Обычно М. измеряют вдоль направления H ($\nu = 0$) и поперёк H ($\nu = 90^\circ$), т. е. определяют значения продольной $(\Delta l/l)_s$ и поперечной $(\Delta l/l)_p$ М. Для большинства ферромагнетиков они имеют разные знаки.

В области парапроцесса в кубич. ферромагнетиках М. проявляется в изменении объёма (объёмная М.), иногда её наз. обменной М., поскольку она обусловлена изменением обменного взаимодействия и обычно велика вблизи Кюри точки. Здесь её зависимость от H может быть рассчитана по феноменологич. ф-лам, вытекающим из термодинам. теории фазовых переходов Ландау или теории молекулярного поля. Влади от точки Кюри для большинства ферромагнетиков М. парапроцесса мала. Однако в т. н. зонных ферромагнетиках (см. *Зонный магнетизм*) она очень велика, даже при

гелиевых темп-рах. Большая М. парапроцесса характерна для ферро- и ферримагнетиков при разрушении полем H существующих в них неколлинеарных магн. структур, т. к. при этом сильно изменяется обменная энергия.

М. относится к т. н. чётным магн. эффектам, т. к. не изменяет своей величины и знака при изменении направления поля H (или вектора M_s) на противоположное. В пьезомагнетиках (см. *Пьезомагнетизм*) наб-

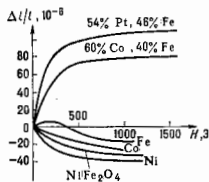


Рис. 1. Зависимость относительной магнитоэластики $(\Delta l/l)$ от напряжённости магнитного поля H ($H = 13 = 79,6$ А/э) для ряда металлов, их соединений и сплавов.

людятся М., линейная по магн. полю. М. исследована во многих поли- и монокристаллич. образцах ферро- и ферримагнетиков. У Fe (рис. 1) продольная М. в слабом магн. поле положительна (удлинение тела), а в более сильном поле отрицательна (укорочение). Для Ni при всех значениях поля продольная М. отрицательна. Большинство сплавов: Fe — Ni, Fe — Co, Fe — Pt и др. имеют положит. продольную М.: $(\Delta l/l)_s \sim (10 - 100) \cdot 10^{-6}$, в то же время в них поперечная М. отрицательна. Для сплавов Fe — Ni т. н. инвариного состава (30 — 45% Ni) при комнатных и даже высоких темп-рах продольная и поперечная М. в полях $H > H_s$ (область прозрачности) имеют одинаковые положит. знаки (рис. 2), здесь М. выражается в изменении объёма. Необычайно высоки М. у нек-рых редкоземельных ме-

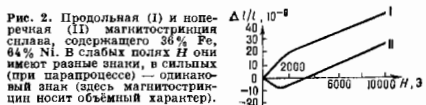


Рис. 2. Продольная (I) и поперечная (II) магнитоэластика сплава, содержащего 56% Fe, 44% Ni. В слабых полях H они имеют разные знаки, в сильных (при парапроцессе) — одинаковые знак (здесь магнитоэластика носит объёмный характер).

таллов, их сплавов и соединений: у Tb и Dy, TbFe₂ и DyFe₂, феррита-граната Tb₂Fe₃O₁₂ и др. (т. н. гигантская М.). В табл. приведены данные о М. в полях магн. насыщения редкоземельных магнетиков и для сопоставления — значения М. для Fe, Ni и Co.

| Магнетик | $(\Delta l/l)_s, 10^{-6}$ | Темп-ра измерения, К | Кристаллич. ось |
|---|---------------------------|----------------------|-----------------------|
| Tb | 1230 | 78 | поликристалл |
| Dy | 1400 | 78 | поликристалл |
| Tb | 5460 | 4,2 | $H \parallel a$ — ось |
| Tb | 2200 | 4,2 | $H \parallel c$ — ось |
| TbFe ₂ | 4700 | 300 | $H \parallel [111]$ |
| Tb ₂ Fe ₃ O ₁₂ | 2480 | 4,2 | $H \parallel [111]$ |
| Fe | -10 | 300 | поликристалл |
| Ni | -37 | 300 | поликристалл |
| Ni | -60 | 78 | $H \parallel [111]$ |
| Co | -71 | 300 | поликристалл |

Гигантская М. обнаружена у ряда соединений урана (U₂As₂, U₂P₂) и др. актинидов. Микроскопич. природа огромной М. редкоземельных и актинидных магнетиков связана с сильным взаимодействием пространственно-анизотропного облака f-электронов атомов с внутркристаллич. полем.

Исследование М., особенно в области техни. намагничивания, помогает в поисках новых магнитных

материалов. Так, высокая магн. проницаемость сплавов типа пермаллой связана с тем, что в них мала энергия магнитоупругой анизотропии вследствие малой величины M (наряду с малым значением константы магн. кристаллографич. анизотропии). Эффект спонтанной M влияет на тепловое расширение ферро- и антиферромагнетиков, приводит в ряде случаев к компенсации его или к аномально малому коэф. теплового расширения (инвар-эффект). Большие аномалии модулей упругости, возникающие в некоторых ферро- и антиферромагн. сплавах (элинварах) за счёт влияния спонтанной M , приводит к малым значениям температурных коэф. их модулей упругости. Кроме того, при воздействии на ферромагнетики упругих напряжений в них даже при отсутствии внеш. магн. поля происходит перераспределение магн. моментов доменов (в ряде случаев изменяется и абс. величина M_s домена), что приводит к изменению модулей упругости (явление механострикции).

В непосредств. связи с механострикцией находится изменение под влиянием внеш. магн. поля модуля упругости ферро-, ферри- и антиферромагн. тел (ΔE -эффект). M является очень чувствительным индикатором к разл. магн. процессам и магнитным фазовым переходам, и поэтому её измерения широко используются при магн. исследованиях.

Для измерения M применяют установки, работающие по принципу механооптич. рычага, позволяющие наблюдать относит. изменения длины образца $\sim 10^{-6}$. Ещё большую чувствительность дают радиотехн. и интерференц. методы. Распространён также метод проволочных датчиков, в к-ром на образец наклеивают проволочку (с большим уд. сопротивлением), включённую в одно из плеч измерит. моста. Применяются также разл. методики измерения динамич. M (в переменных магн. полях).

На влиянии M основано действие магнитострикц. преобразователей: излучателей и приёмников звука, фильтров, стабилизаторов частот, линий задержки в радиотехн. и акустич. устройствах, устройств микроперемещений, реле и др. Для этого применяются магнитострикц. материалы с разл. параметрами.

Лит.: Белов К. П., Уружие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 12 изд., М., 1957; е то же, Магнитоэлектрические явления и их технические приложения, М., 1987; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

К. П. Белов.

МАГНИТОСФЕРА ЗЕМЛИ — область околоземного пространства, занятая геомагн. полем; в первом приближении полесть в потоке солнечного ветра (СВ).

Общая структура М. З.

Граница М. З. Внеш. границей М. З. является магнитопауза (рис. 1), отделяющая геомагн. поле от обтекающего Землю СВ. Положение магнитопаузы определяется равновесием динамич. давления СВ $k\rho V^2$ и давления геомагн. поля $(1/8\pi)(2fM_{\oplus}^2/D_{\oplus}^2)$, где ρ и V — плотность и скорость СВ, M_{\oplus} — магн. момент геомагн. диполя, коэф. k зависит от характера взаимодействия СВ с М. З. и равен 2 при упругом отражении, коэф. f характеризует усиление магн. поля в подсолнечной точке магнитопаузы (точка на прямой, соединяющей центры Земли и Солнца) в связи с отличием формы магнитопаузы от плоскости (согласно расчётам, $f \approx 1,22$), D_{\oplus} — геоцентрич. расстояние магнитопаузы в подсолнечной точке (радиус Чепмена — Ферраро). Магн. поле на магнитопаузе $\sim 10^{-8}$ Гс, т. е. значительно больше поля невозмущённого геомагн. диполя. Дополнит. поле создается токами, текущими по магнитопаузе и экранирующими магн. переходный слой (см. ниже) от проникновения в него геомагн. поля. Токи на магнитопаузе создаются плазмой СВ: при проникновении в магнитопаузу положит. ионы отклоняются геомагн. полем к западу, а электроны к востоку.

Обтекание М. З. солнечным ветром. Сверхзвуковой и сверххальвеновский СВ, налетая на препятствие — М. З., резко тормозится, образуя бесстолкновит. головную ударную волну (на рис. 1 показана ближайшая к Солнцу поверхностью.) Подсолнеч-

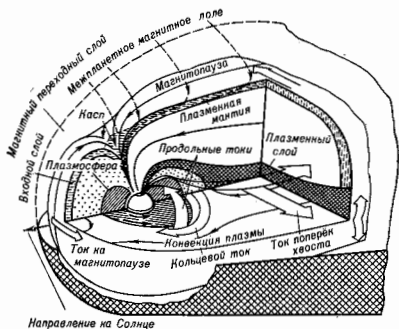


Рис. 1. Пространственное распределение плазмы, магнитных полей и электрических токов в магнитосфере Земли. Светлыми широкими стрелками показаны токи на магнитопаузе и в плазменном слое, кольцевой и продольные токи. Тёмные стрелки указывают направление вращения плазмосферы совместно с Землей. Показаны также направления конвекции в хвосте магнитосферы. Точками отмечена область кольцевого тока.

ная точка фронта головной ударной волны распространяется на геоцентрич. расстоянии $\approx 13 R_{\oplus}$ (R_{\oplus} — радиус Земли). На фронте головной ударной волны происходит изменение направления движения частиц СВ. Их направленная скорость уменьшается, а тепловая скорость растёт так, что плазма между фронтом ударной волны и магнитопаузой нагревается до неск. миллионов градусов. Эта разогретая плазма обтекает М. З., образуя магнитный переходный слой, в к-ром магн. поле и движение плазмы СВ становится менее упорядоченными.

При обтекании М. З. СВ геомагн. поле на больших расстояниях сильно искажается. Во внутр. М. З. до расстояний $\approx 3 R_{\oplus}$ оно близко к полю геомагн. диполя (угол между осью диполя и осью вращения Земли $\approx 11^\circ$, причём ось магн. полюс расположен в области юж. географич. полюса). Во внутр. М. З. геомагн. поле на дневной (расположенной ближе к Солнцу, чем центр Земли) стороне сжато СВ ($D_{\oplus} \approx 10 R_{\oplus}$). На дневной стороне расположены каспы — воронки, расширяющиеся от поверхности Земли вилот до магнитопаузы, образованные силовыми линиями геомагн. поля. Эти воронки (по одной в каждом полушарии) разделяют силовые линии дневной М. З. и геомагн. хвоста (см. ниже). Через каспы плазма из магн. переходного слоя может проникать непосредственно в глубь М. З. На ночной стороне М. З. геомагн. поле образует геомагнитный хвост. Его длина, $\approx 40 R_{\oplus}$, протяжённость $\sim 10^8 R_{\oplus}$. Геомагн. хвост образован двумя пучками силовых линий с противоположными направленными магн. поля. Эти пучки составляют южную и северную доли геомагнитного хвоста. Между долями геомагн. хвоста расположен плазменный слой — область с поввш. концентрацией горячей плазмы с очень слабым магн. полем (табл. 1). Толщина плазменного слоя $\approx 5 R_{\oplus}$, энергия магн. поля в нём меньше или порядка тепловой энергии частиц.

Плазменный слой образован плазмой СВ, нагретой внутримagnetосферными процессами до $\approx 5 \cdot 10^4$ К, и ускоренными ионосферными ионами. Ток, ответственный за резкое изменение направления магн. поля в долях хвоста, протекает в нейтральном токовом слое внутри плазменного слоя. Этот ток поперёк хвоста направлен с утренней стороны на вечернюю. Он обусловлен дрейфом заряженных частиц под действием центробежной силы (центробежный дрейф) и силы, связанной с градиентом магн. поля (градиентный дрейф).

Пограничные слои. Проникновение плазмы СВ внутрь М.З. может происходить через пограничные слои, располагающиеся на дневной (входной) и ночной (плазменная мантия и плазменный слой) сторонах М.З. Проникновение происходит вдоль нерасходящихся магн. силовых линий. Пересоединение магн. поля набегающего потока СВ (межпланетного магн. поля, ММП) и магн. поля Земли может происходить на магнитопаузе и в геомагн. хвосте в ограниченных по масштабам областях, в к-рых благодаря развитости плазменных неустойчивостей понижается электропроводность плазмы (см. *Пересоединение*). Измерения показали, что пересоединение происходит в областях с размерами $\sim 1 R_{\oplus}$ и носит импульсный (во времени) характер. Скорость течения плазмы к Земле во входном слое и в антисолнечном направлении в плазменной мантии и геом. характеристики пограничных слоёв определяются характером взаимодействия СВ с М.З., к-рое зависит от взаимной ориентации магн. полей в этих двух областях. Область на дневной стороне, в к-рой происходит пересоединение, определяется знаком север-южного компонента ММП (B_z). При сев. направлении ММП ($B_z > 0$) пересоединение происходит в плазменной мантии в области каспа (рис. 2, а). При юж. направлении ММП ($B_z < 0$) геомагн. поле и ММП пересоединяются во входном слое в области подсолнечной точки (N_1), где они антипараллельны (рис. 2, б). Пересоединившиеся геомагн. силовые линии переносятся СВ с дневной стороны М.З. на

Крупномасштабная конвекция плазмы в М.З.

Конвекция в хвосте М.З. Такое движение плазмы (магнитосферная конвекция, или дрейф плазмы поперёк геомагн. поля) обусловлено тем, что в хвосте М.З. существует крупномасштабное электрич. поле, направленное поперёк хвоста. Под действием этого электрич. поля и магн. поля хвоста плазма дрейфует от плазменной мантии к плазменному слою и из плазменного слоя по направлению к Земле. Электрич. поле поперёк хвоста обусловлено магн. пересоединением и вязким трением между СВ и М.З. Электрич. поле в хвосте при вязком трении есть результат движения плазмы в пограничном слое поперёк магн. поля и появления на внутр. границе пограничного слоя поляризац. зарядов. Перепад потенциала из-за электрич. поля, обусловленного вязким трением, равен $10-30$ кВ и возрастает с увеличением скорости СВ. В процессе пересоединения через пересоединившиеся магн. силовые линии в М.З. передаётся межпланетное электрич. поле, к-рое в СВ определяется соотношением $E = -[V \times B]/c$. Эффективность передачи $10-30\%$, что приводит к появлению в М.З. разности потенциалов поперёк хвоста ~ 100 кВ. Результирующая разность потенциалов существенно зависит от направления ММП. При интенсивных $B_z > 0$ в долях геомагн. хвоста, проецирующихся на дневную сектор полярной шапки, направление электрич. поля меняется и оно становится направленным с вечера на утро.

Плазмосфера. Участвуя в крупномасштабной конвекции, плазма М.З. на больших расстояниях способна покидать М.З. через дневную магнитопаузу, при этом концентрация холодной плазмы за пределами плазмосферы резко уменьшается (по сравнению с концентрацией плазмы в плазмосфере, в к-рую конвекция не проникает). Плазмосферой наз. область с повыш. концентрацией (n) плазмы ионосферы происхождения ($n \sim 10^9$ см $^{-3}$) и тепловой энергией $\sim 1,0$ эВ. Внеш. граница плазмосферы, образованная силовыми линиями геомагн. поля, на к-рых концентрация плазмы резко падает до $0,1-1,0$ см $^{-3}$, наз. плазмосферой Г. Геоцентрич. расстояние плазмоспаузы $\sim 4R_{\oplus}$ и меняется в зависимости от местного времени и интенсивности магнитосферных возмущений (см. ниже). Образование плазмосферы обусловлено суточным вращением Земли вместе с геомагн. полем, увлекающим за собой плазму М.З. вплоть до высот $3 \cdot 10^4$ км. На высоких геомагн. широтах силовые линии магн. поля практически перпендикулярны ионосфере. Вдоль этих линий из ионосферы в М.З. движется поток плазмы, наз. полярным ветром. Полярный ветер переносит нагретую плазму в удалённые области хвоста М.З., пополняя М.З. ионами из верх. атмосферы.

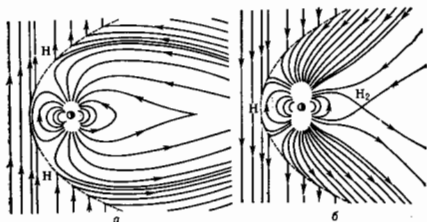


Рис. 2. Структура магнитного поля магнитосферы Земли (меридиональный разрез) при северном (а) и южном (б) направлении межпланетного магнитного поля (север вверх). Буквами N_1 , N_2 , N отмечены области вблизи нейтральных точек магнитного поля.

почву, образуя геомагн. хвост. Следует отметить, что перенос геомагн. силовых линий с дневной стороны М.З. на ночную происходит также и в результате вязкого трения при обтекании М.З. потоком плазмы СВ. Эффективность переноса магн. потока под действием аномальной вязкости между М.З. и межпланетной плазмой в среднем сравнима с эффектом переноса за счёт пересоединения. На ночной стороне в области N_2 происходит новое пересоединение, в результате к-рого восстанавливается первонач. конфигурация магн. поля СВ. Из области N_2 пересоединившиеся геомагн. силовые линии вместе с плазмой переносятся к Земле, восстанавливая магн. поток на её дневной стороне.

Крупномасштабные продольные токи

Возникающие в пограничных областях М.З. электрич. поле, обусловленное пересоединением и вязким трением, приводит к появлению продольных электрич. токов, текущих вдоль магн. силовых линий. Эти токи замыкаются через высокопроводящую ионосферу, втекающая в неё на утренней стороне и вытекающая на вечерней. Ионосфера в этой цепи является нагрузкой. Т.о., в М.З. действует МГД-генератор, преобразующий кинетич. энергию плазмы СВ в энергию магнитосферно-ионосферных токов, к-рая затем диссипирует внутри ионосферы (энергетич. характеристики М.З. приведены в табл. 2). С усилением возмущённости М.З. интенсивность продольных токов увеличивается в нек. раз. Продольные токи существуют в М.З. постоянно. Область их втекания и вытекания образует практически непрерывную полосу вдоль а в р о л д н о г о о в а л а, являющегося проекцией плазменного слоя и каспа вдоль геомагн. силовых линий на высоту $100-200$ км над поверхностью Земли. К акватору от этой полосы существуют продольные токи противоположного нап-

равления — они втекают в вечернем секторе и вытекают в утреннем. Эти токи обусловлены замыканием через ионосферу возникающих при конвекции плазмы на геомагн. хвоста дрейфовых токов. Структура и интенсивность крупномасштабных продольных токов критич. образом зависят от направления и величины ММП. Азимутальный (направленный с утра на вечер) компонент ММП (B_y) контролирует продольные токи в области каспа. При $B_y > 0$ ($B_y < 0$) токи втекают (вытекают) к экватору от каспа и вытекают (втекают) к полюсу от каспа. В интервалах времени, когда $B_z > 0$, на дневной стороне полярной шапки продольные токи втекают в послеполюденном секторе и вытекают в предполюденном. Общая интенсивность продольных токов составляет $(1-3) \cdot 10^6$ А, они являются важным элементом электродинамич. структуры М. З., т. к. переносят от её границ энергию СВ на высоту ионосферы.

Магнитосферные возмущения

Полярные сияния. Геом. характеристики М. З. и потоки заряд. частиц чутко реагируют на изменения в СВ. В определенных ситуациях возникают магнитосферные возмущения длительностью 1—2 ч — сложный комплекс явлений, получивший назв. магнитосферной суббури. Накладываясь во времени, магнитосферные суббури приводят к возникновению магнитной бури (см. *Магнитные вариации*). Во время магн. бури и суббури происходит усиленная диссипация энергии в М. З. ($\sim 10^{11}$ Вт). Эта энергия выделяется в виде диоулена тепла ионосферных токов (питаемых продольными токами из М. З.), вторичной в верх. атмосфере потоков ускоренных заряд. и нейтральных частиц. Возникают интенсивные полярные сияния. Осн. энерговыделение (на единицу площади) на высотах полярных сияний 100—200 км) 10^{13} — 10^{15} Вт·см $^{-2}$ происходит вдоль аврорального овала. Вдоль аврорального овала наблюдаются яркие полярные сияния, и в ионосфере текут наиб. интенсивные токи. К полюсу и к экватору от аврорального овала потоки вторичных в атмосфере частиц резко уменьшаются и энерговыделение падает до 10^8 Вт·см $^{-2}$. Вторичные заряд. частиц из плазменного слоя, приводящие к возникновению диффузного аврорального свечения на восточной стороне Земли, связано с крупномасштабной конвекцией плазмы. В процессе дрейфа происходит ускорение заряд. частиц, причём поперечные составляющие скорости увеличиваются быстрее продольной и распределение плазмы по скоростям становится анизотропным. Это приводит к возбуждению волн типа свистов и рассеянию частиц на этих волнах. Частицы попадают в «ловушку потерь» (см. *Магнитные ловушки*) и высыпаются в атмосферу, возбуждая её свечение. Крупномасштабная конвекция в М. З. неоднородна, она расслаивается даже в сноковом состоянии. В ней возникает мелкомасштабные шедвородности электрич. поля, продольного тока, потоков энергичных заряд. частиц, концентрации тепловой плазмы. Эти неоднородности в проекции на высоту ионосферы имеют масштаб от 10^2 до 10^4 м поперёк направления геомагн. поля. Дуги полярных сияний — одно из проявлений мелкомасштабного расслоения конвекции. Появление дуг полярных сияний связано с локальным усилением продольного тока в результате внутримангнитосферных процессов или трения конвек-

тивного потока об ионосферу. При превышении предельных токов лек-кого критич. значения возбуждается токвая неустойчивость (см. *Неустойчивости плазм*), нелинейное насыщение к-рой приводит к возникновению на авроральных силовых линиях (на высотах $1-2 R_{\oplus}$) двойного электрического слоя и (или) аномального сопротивления плазмы. В области существования продольного электрич. поля с разностью потенциалов в неск. кВ происходит ускорение электронов по направлению к Земле. Их вторжения в атмосферу проявляются в виде дискретных форм полярных сияний.

Кольцевой ток и радиационный пояс. Ионы из атмосферы вытягиваются продольным электрич. полем в плазменный слой геомагн. хвоста. Участвуя затем в крупномасштабной магнитосферной конвекции и ускоряясь, ионы попадают во внутрь. М. З. и образуют значит. часть ионного состава магнитосферного кольцевого тока. Магнитосферный ионный кольцевой ток образован энергичными заряд. частицами, движущимися вокруг Земли на геосинхрон. расстояниях 3—6 R_{\oplus} . Азимутальное движение электронов на восток и протонов на запад обусловлено центробежным и гравитным дрейфами частиц с энергиями от 10 до 10^6 кэВ, инжектированных в область замкнутых геомагн. силовых линий из плазменного слоя хвоста М. З. во время магнитосферных суббурь. Результирующий электрич. ток течёт вокруг Земли в зап. направлении, вызывая понижение горизонтальной составляющей геомагн. поля на поверхности Земли. Большая часть энергии тока сосредоточена в зонах. Кольцевой ток состоит в основном из ионов H^+ , O^+ с добавкой He^+ , Ne^{++} . Источником ионов кислорода является ионосфера, ионов водорода и гелия — СВ и ионосфера.

Область замкнутых геомагн. линий является магн. ловушкой для энергичных частиц, энергия к-рых превышает тепловую (геомагнитная ловушка). В ловушке существуют потоки очень энергичных частиц (электронов и протонов) с энергией св. 1 МэВ, образующих *радиационный пояс*. Во время магн. бури потоки в радиан. поясе увеличиваются. Инжекция частиц в радиан. пояс происходит из плазменного слоя во время суббурь. Ускорение частиц до высоких энергий обязано резонансу между периодом дрейфа частиц вокруг Земли и временными изменениями крупномасштабного электрич. поля. Приближение частиц к Земле в область более интенсивного магн. поля сопровождается увеличением их энергии. Очень высокие энергии частицы в радиан. поясе могут приобретать вследствие индукц. эффектов на силовых линиях хвоста М. З. при перестройке хвоста во время магнитосферных суббурь.

Кольцевой ток расположен во внеш. части радиан. пояса. Плазма кольцевого тока составляет только часть энергичных частиц радиан. пояса. В радиан. поясе существует механизм генерации энергичных заряд. частиц, отличающиеся от действующих в кольцевом токе. В ближайшей к Земле части радиан. пояса энергичные частицы могут возникать вследствие распада нейтронов, появляющихся при взаимодействии космич. лучей с поверхностью Земли.

Излучение М. З.

М. З. является источником волнового излучения в радиодиапазоне. Взаимодействие потоков ускоренных

Табл. 1. — Плазма в окрестности Земли

| Область | Концентрация частиц, см $^{-3}$ | Темп-ра ионов, эВ | Темп-ра электронов, эВ | Скорость потока, км/с | Магн. поле, 10^{-4} Гс |
|-------------------|---------------------------------|-------------------|------------------------|-----------------------|--------------------------|
| Солнечный ветер | 5—20 | 10—20 | 20—40 | 300—800 | 5—15 |
| Входной слой | 1—10 | 200—2000 | 10—200 | 100—300 | 40—60 |
| Плазменная мантия | 0,1—5 | 100—200 | 28—40 | 100—200 | 20—30 |
| Плазменный слой | 0,1—1 | 500—5000 | 200—2000 | 0—1000 | 10—20 |
| Кольцевой ток | 2—20 | 10^4 — 10^6 | 10^4 — 10^6 | — | 10^2 —500 |
| Плазмосфера | 10^2 — 10^8 | 0,3—1 | 0,3—1 | — | 10^2 — 10^4 |

Табл. 2. — Энергетические характеристики земной магнитосферы

| | Мощность или энергия |
|--|----------------------------|
| Энергия солнечного ветра, падающая на поперечное сечение магнитосферы в 1 с | $2 \cdot 10^{14}$ Вт |
| Энергия солнечного ветра, ионизируемая в магнитосфере в 1 с | $3 \cdot 10^{11}$ Вт |
| Мощность эл.-магн. излучения Солнца, падающая на поперечное сечение Земли | $2 \cdot 10^{17}$ Вт |
| Излучение плазмы в магнитосферной кольцевой токе | $(2-10) \cdot 10^{10}$ Вт |
| Джоулей газорез в ионосфере | $6 \cdot 10^8$ Вт |
| Аварийная радиация (поток энергичных частиц, вторгающихся в верхнюю атмосферу) | $(5-100) \cdot 10^{10}$ Вт |
| Геомгнитные микроволнения ($P_{\text{д}}$) | $(4-10) \cdot 10^{10}$ Вт |
| Аварийное километровое излучение | $2 \cdot 10^7$ Вт |
| Энергия магн. поля, запасённая в хвосте | $(3-30) \cdot 10^{14}$ Дж |
| Энергия энергичных частиц, запасённая в магнитосферном кольцевом токе | $(2-10) \cdot 10^{14}$ Дж |

электронов с магнитосферной плазмой на авроральных силовых линиях на высотах 5000 км приводит к генерации аврорального километрового излучения (АКИ). Это интенсивное и спорадически возникающее излучение в километровом диапазоне на гирочастоте электронов (10^2-10^4 кГц) резко усиливается во время магнитосферных суббурь, достигая полной мощности 10^8 Вт. Помимо АКИ существует также непрерывное по спектру и во времени излучение. Интенсивность его в диапазоне $0.5-100$ кГц уменьшается к высоким частотам. Это ветвевое излучение генерируется вез плазмой на геоцентрич. расстояниях от 4 до $8 R_{\oplus}$ и является синхротронным излучением энергичных электронов в радиан. поясе.

Во время возмущений в М. З. возникает широкий спектр короткопериодич. колебаний геомагн. поля с периодами от 1 до 100 с. Набл. кол-во энергии сосредоточено в колебаниях магн. поля с периодом в несколько секунд и амплитудой $\sim 10^{-4}$ Г.

Лит.: Сергеев В. А., Цыганенко Н. А., *Магнитосфера Земли*, М., 1980; *Solar-terrestrial physics. Principles and theoretical foundations*, ed. by R. L. Carovillano, J. M. Forbes, Dordrecht, 1983; *Progress in solar-terrestrial physics*, ed. by J. G. Roederer, Dordrecht — Boston, 1983; *Achievement of the International magnetosphere study* (I. M. S.), European Space Agency, 1984; Лавенс Л., Уильямс Д., *Физика магнитосферы: количественный подход*, пер. с англ., М., 1987.

Я. И. Фельдштейн.
МАГНИТОСФЕРЫ ПЛАНЕТ. При обтекании планет солнечным ветром (СВ) могут возникать магнитосферы (М.) разл. типов (в зависимости от природы препятствия, создаваемого планетой для СВ).

Собственная М. В тех случаях, когда планета обладает магн. моментом, достаточно большим для того, чтобы давление собств. магн. поля уравновесило динамич. давление СВ за пределами ионосферы, образуется собств. М. — область в межпланетном пространстве, свободная (в первом приближении) от СВ и содержащая линии магн. поля, выходящие из планеты (см. рис. 1 в ст. *Магнитосфера Земли*). Собств. М. обладают Земля, Меркурий, Юпитер, Сатурн, Уран.

Наведённая, или индуцированная М. В тех случаях, когда собств. магн. поле незначительно и планета имеет достаточно плотную ионосферу, при контакте СВ с ионосферой в ней, под действием лоренцевой электрич. поля $E = -[vB]/c$ (v и B — скорость и магн. поле СВ), возбуждается электрич. ток. Магн. поле этих токов и образует наведённую М. Таким М. обладают Венера и кометы.

Комбинированная М. Если собств. магн. поле планеты недостаточно для того, чтобы своим давлением предотвратить контакт СВ с ионосферой, но его величина соизмерима с величиной наведённого магн. поля, возникает комбиниров. М. Возможно, что М. такого типа обладают Марс.

М. всех трёх типов являются препятствием для сверхзвукового и сверхальтовского СВ, и перед ними возникает беспоточный ударная волна. Если небесное тело не имеет ни собств. магн. поля, ни ионосферы, то заряд. частицы СВ беспрепятственно достигают поверхности тела и рекомбинируют на ней. В результате позадн тела возникает полость, ограниченная *Мага комусом*. Так взаимодействуют с СВ Луна и, вероятно, большинство астероидов.

М. Меркурия была открыта в 1974 при пролётах около планеты автоматич. межпланетной станции (АМС) «Маринер-10». Магнитосфера Меркурия невелика (см. табл.), но в ней имеются все осн. черт. собственной М., за исключением плазмосферы и радиан. пояса (определения этих и др. терминов см. в ст. *Магнитосфера Земли*). Плазмосфера отсутствует, т. к. у Меркурия нет заметной ионосферы, а отсутствие радиан. пояса объясняется тем, что область замкнутых магн. силовых линий мала и токовый слой магн. хвоста начинается почти от поверхности планеты. В М. Меркурия были обнаружены быстрые перестройки конфигурации магн. поля с характерным временем 1 мин, к-рые были интерпретированы как суббури.

Основные параметры магнитосфер планет

| Планета | Тип магнитосферы | Магнитный момент, Гс·см ³ | Ориентация | Радиус Чепмена-Феррари, км |
|--------------|------------------|--------------------------------------|---------------|----------------------------|
| Меркурий | собственная | $4,9 \cdot 10^{22}$ | $14^\circ+$ | $2,56 \cdot 10^4$ |
| Венера . . . | наведённая | $1 \cdot 10^{22}$ | — | $7 \cdot 10^4$ |
| Земля . . . | собственная | $8,1 \cdot 10^{28}$ | $11,7^\circ+$ | $4 \cdot 10^4$ |
| Марс . . . | наведённая | $1 \cdot 10^{22}$ | $15^\circ+$ | $(3,8-4) \cdot 10^4$ |
| Юпитер . . . | комбинированная | $1,6 \cdot 10^{30}$ | $9,6^\circ+$ | $4,3 \cdot 10^4$ |
| Сатурн . . . | собственная | $4,4 \cdot 10^{28}$ | $1^\circ-$ | $1,3 \cdot 10^4$ |
| Уран . . . | — | $4 \cdot 10^{27}$ | $60^\circ-$ | $4,7 \cdot 10^4$ |

М. Венеры. Первые исследования взаимодействия СВ с Венерой были выполнены в 1967 на АМС «Венера-4» и «Маринер-5», к-рые не обнаружили следов собств. магн. поля Венеры и позволили лишь установить верх. предел для магн. момента планеты. АМС «Венера-9, -10» в 1976 обнаружили протяжённый магн. хвост, топология к-рого напоминает топологию хвоста собств. М., но ориентация магн. поля в нём полностью определяется межпланетным магн. полем (ММП). Наведённая М. Венеры была подробно исследована АМС «Венера-9, -10» и «Пионер — Венера». Её конфигурация изображена на рис. 1. На дневной стороне индуцированные в ионосфере лоренцевские электрич. токи экранируют её от проникновения ММП (магн. поле в ионосфере $\sim 10^{-5}$ Гс). Ионосфера имеет резкую границу — ионопаузу, и перед ней поле лоренцевских токов создаёт магн. барьер ($\approx 8 \times 10^{-4}$ Гс), к-рый тормозит плазму СВ. Отд. силовые трубки из магн. барьера могут проникать внутрь ионосферы, где в них возбуждается продольный ток, в результате к-рого трубки сворачиваются в магн. жгуты. На ночной стороне линии магн. поля, огибают ионосферу, вытягиваются в направлении от Солнца, образуя магн. хвост. Ориентация токового слоя в этом хвосте определяется направлением ММП. Такой механизм образования наведённой М. при взаимодействии потока замагниченной плазмы с плазменным препятствием был предложен Х. Альсвеном

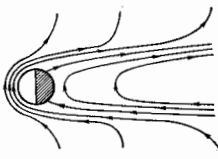


Рис. 1. Наведённая магнитосфера Венеры. Показаны линии магнитного поля, обтекающие ионосферу.

(Н. Алвén) для комет и вперые промониторингов в лаб. модельном эксперименте. Аналогичным образом взаимодействуют потоки плазмы внутри М. Юпитера и Сатурна с их спутниками Ио, Титаном и др.

М. Марса была исследована АМС «Марс-2, -3» (1972) и «Марс-5» (1974). Ввиду того что эти аппараты пересекали лишь её границы, их данные не поддаются однозначной интерпретации. Достаточно твёрдо установлено существование бессточников. ударной волны и области с регулярным магн. полем на дневной и ночной сторонах вблизи планеты. Эта область отождествлена с М.

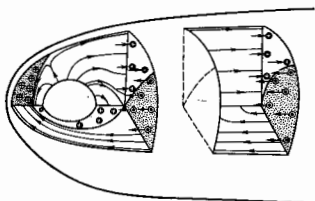


Рис. 2. Комбинированная магнитосфера. Линиями показаны силовые линии магнитного поля, крестиками и точками — направление магнитного поля, заштрихованные области соответствуют наведенному, незатрихованные — собственному магнитному полю.

Марса. В литературе приводятся величины магн. момента Марса от значений, отвечающих возникновению наведенной М. (10^{22} Гс·см²), до значений, соответствующих образованию собственной М. Большинство исследователей считают наиболее реальной величину магн. момента (1—1,5)· 10^{22} Гс·см², при к-рой можно ожидать возникновения у Марса комбиниров. М., по крайней мере в тех случаях, когда давление СВ велико. Нет единения и в определении ориентации марсианского диполя. В комбиниров. М. можно ожидать существование раздельных областей наведенного и собственного магн. полей. Линии наведенного магн. поля должны обволакивать соевт. М. Схема комбиниров. М. в случае ММП, перпендикулярного оси диполя, приведена на рис. 2. В этом случае меридиональные сечения М. обнаруживают топологию поля, характерную для соевт. М., а наведенное поле локализуется в экваториальной части М.

М. Юпитера и Сатурна. Существование соевт. магн. поля этих планет было установлено по синхротронному радиоизлучению частиц, захваченных в радиац. поясах. М. Юпитера исследована при пролётах АМС «Пионер-10, -11» и «Вояджер-1, -2» (1979), Сатурна — «Вояджер-1» (1980), «Вояджер-2» (1981). Юпитер и Сатурн обладают соевт. М. с присутствием ил признаков. Характерной особенностью М. планет-гигантов является доминирующая роль центробежных сил. Размеры плазмосферы Юпитера и Сатурна таковы, что центробежные силы, воздействуя на плазмосферу, вытягивают линии магн. поля вблизи экватора и М. приобретает дискообразную форму, а токовый слой в плоскости экватора располагается не только на ночной, но и на дневной стороне. Наличие спутников внутри радиац. поясов приводит к уменьшению концентрации быстрых частиц в окрестностях орбит этих спутников из-за рекомбинации. Обнаружение полостей внутри радиац. поясов позволило открыть и определить орбиты ранее не известных спутников Юпитера и Сатурна. Удивительной особенностью Сатурна является совпадение его магн. оси с осью вращения (ранее генерация такого магн. поля считалась невозможной).

М. Урана. Косм. данные позволили предположить существование магн. момента у Урана; обнаружено

радиоизлучение планеты и свечение её атмосферы, к-рое может быть связано с полярными сияниями. Непосредственно магн. поле Урана было зарегистрировано в январе 1986 при пролёте АМС «Вояджер-2». Поскольку у Урана ось вращения лежит в плоскости эклиптики (см. *Координаты астрономической*), то ось магн. диполя периодически бывает направлена вдоль скорости СВ. В этом случае конфигурация соевт. М. будет радикально отличаться от изображённой на рис. 1 в ст. *Магнитосфера Земли*. Подобная М. (рис. 3) была исследована лишь в лаб. условиях. На дневной стороне

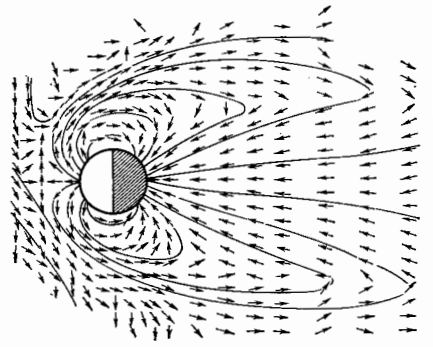


Рис. 3. Схема несимметричной магнитосферы (поименная магнитосфера Урана) по данным лабораторного эксперимента. Стрелками показано направление магнитного поля, сплошными линиями — линия магнитного поля в магнитосфере.

магн. силовые линии поджимаются к планете, а на ночной стороне образуется магн. хвост, состоящий из пучка силовых линий одного направления, охватывающего цилиндром, содержащим линии противоположного направления. Две части хвоста разделены цилиндрич. токовым слоем. Плазма СВ, необходимая для поддержания этого токового слоя, проникает внутрь М. через всю её границу, имеющую диффузный характер.

Данные о М. п. суммированы в табл. В колонке «Ориентация» приведено значение угла между магн. осью и осью вращения планеты, знак «+» (←→) означает, что северный магн. полюс расположен ближе к южному (северному) полюсу планеты.

Лит.: Н. е в с Н. Р. и др. Observations of Mercury's magnetic field, *Science*, 1976, т. 28, № 4, p. 479; Долгиков В. Ш. и др. О конфигурации поля в магнитном шлейфе Венеры, «Космич. исследования», 1981, т. 19, в. 4, с. 624; Slavil J. A., Holzer R. E., The solar wind interaction with Mars revisited, *J. of Geophys. Research*, 1982, т. 87, № B12, p. 10285; Brimingham T. J., The Jovian magnetosphere, «Revs Geophys. and Space Phys.», 1983, в. 21, № 2, p. 375; Sc h a r d t A. W., The magnetosphere of Saturn, *там же*, p. 390.

П. Д. Кербович, И. М. Павловский.

МАГНИТОСФЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение, возникающее при движении заряж. частиц в магн. поле. В неоднородном магн. поле заряж. частицы движутся по окружности или спирали; в этом случае при движении частиц с релятивистскими скоростями возникает *синхротронное излучение*, при нерелятивистских скоростях — *циклотронное излучение*. Если частицы движутся в неоднородном магн. поле, может возникнуть *однатурное излучение* (перриодич. поле), *изгибное излучение* и т. д. Наблюдается также М. и, испускаемое на торцевых областях поворотных магнитов синхротрона.

МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫЕ ВОЛНЫ — волны, возникающие в магнитоупорядоченных кристаллах — ферро- и антиферромагнетиках — из-за связи между магн. и

упругими свойствами вещества. Упругие волны, т. е. колебания ионов в кристаллич. решётке относительно положения равновесия, в магнитоупорядоченных кристаллах сопровождаются колебаниями спинов, а следовательно, и колебаниями их магн. моментов; в свою очередь колебания спинов, т. е. *спиновые волны*, вызывают смещение ионов. Т. о. появляется связь между фононной и спиновой, или магнитной, подсистемами. В М. в. изменение магн. параметров состояния (напр., намагниченности) связано с изменением упругих параметров (деформации, механич. напряжения). Возникновение М. в. — одно из проявлений *магнитоупругого взаимодействия*, к-рое в первом приближении можно описать магнитоупругой энергией единицы объёма вещества:

$$U = - b_{iklm} u_{ik} \frac{M_i M_m}{M_s M_0}, \quad (1)$$

где b_{iklm} — тензор магнитоупругих констант, имеющий размерность плотности энергии, u_{ik} — тензор деформаций, M_0 — модуль вектора намагниченности, M_i/M_0 и M_m/M_0 — направляющие косинусы вектора намагниченности. В ф-ле (1) суммирование осуществляется по дважды встречающимся индексам. Здесь рассматриваются только те колебания, в к-рых модуль вектора M_0 остаётся постоянным. Смесная М. в., в к-рой переменными величинами являются как механические, так и магн. параметры состояния, т. е. и u_{ik} и M_i , наиб. ярко проявляется в области частот, где длина упругой волны оказывается близкой по величине к длине спиновой волны (магнитоакустич. резонанс). Дисперсионное соотношение для спиновой волны имеет вид

$$\omega = \gamma \left(\frac{2A}{M_0} k^2 + H_1 \right)^{1/2} \left(\frac{2A}{M_0} k^2 + H_1 + 4\lambda M_0 \sin^2 \theta \right)^{1/2}, \quad (2)$$

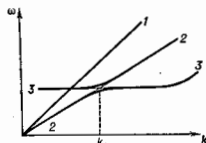
где γ — *магнито-механическое отношение* для электрона, A — обменная постоянная, $H_1 = H_0 - 4\lambda N M_0$, H_0 — напряжённость внешнего постоянного поля, λ , N — размагничивающий фактор, k — волновой вектор, θ — угол между направлениями H_0 и k . Дисперсионные соотношения для продольной и поперечной упругих волн имеют вид $\omega = c_l k$, $\omega = c_t k$, где c_l и c_t — скорости звука для продольной и поперечной упругих волн.

Особенности поведения М. в. можно рассмотреть на примере плоских волн, распространяющихся вдоль одного из рёбер решётки кубич. кристалла. Если внеш. магн. поле H_0 ориентировано вдоль направления распространения волны ($\theta = 0$), то при наличии магнитоупругой связи дисперсионные соотношения для продольной и поперечной волн примут вид

$$\omega^2 - c_l^2 k^2 = 0, \quad (3)$$

$$(\omega^2 - c_t^2 k^2) \left(\omega \pm \frac{1}{\rho M_s} |b^2 k^2 \right) = 0. \quad (4)$$

Здесь b — магнитоупругая константа, ρ — плотность вещества, M_s — намагниченность насыщения, $\omega_{сп}$ — значение ω , соответствующее решению дисперсионного соотношения (2). В этом случае продольная часть фононного спектра оказывается не связанной с магн. подсистемой (кривая 1 на рис.), а для поперечных волн возможны два решения k_+ и k_- , соответствующих двум знакам в соотношении (4). Пересечение дисперсионных кривых поперечной



Дисперсионные кривые в области взаимодействия. 1 — продольная упругая волна, 2 — поперечная упругая волна, 3 — спиновая волна.

упругой (кривая 2) и спиновой (кривая 3) волн происходит при значении волнового числа $k = k_0$, т. е.

$$c_l k_0 = \gamma \left(H_1 + \frac{2A}{M_s} k_0^2 \right).$$

При $k < k_0$ сплошная кривая 3—2 соответствует чисто спиновой волне, а кривая 2—3 — чисто поперечной упругой и обе волны распространяются со своими скоростями почти независимо друг от друга. При $k > k_0$ кривая 3—2 соответствует упругой волне, а кривая 2—3 — спиновой и снова волны почти не зависят друг от друга. В области пересечения существуют две связанные М. в., описываемые соотношением (4). При $k \approx k_0$ происходит расщепление дисперсионных кривых на две ветви с частотами

$$\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega, \quad \text{где } \omega_0 = c_l k_0, \quad \Delta\omega = \sqrt{\gamma^2 b^2 \omega_0^2 / c_l^2 \rho M_s^2}$$

(масштаб кривых на рис. преднамеренно сильно искажён, т. к. обычно $\Delta\omega \ll \omega_0$).

При фиксиров. частоте ω магнитоупругое взаимодействие обуславливает возможность появления двух волн с волновыми числами k_+ и k_- , к-рые распространяются с разной скоростью. Это приводит к вращению плоскости поляризации линейно поляризованной сдвиговой волны. Угол φ , на к-рый поворачивается плоскость поляризации в волне, прошедшей расстояние z , равен

$$\varphi = \frac{z}{2} (k_+ - k_-) = \frac{\gamma b^2 \omega}{2 M_s \rho c_l} \cdot \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2 + 2 \omega \gamma b^2 / M_s \rho c_l^2}$$

где $\omega_0 = |c_l k_0|$.

М. в. могут использоваться для преобразования звуковой волны в спиновую и обратно. В таких материалах, как, напр., монокристаллы ферритов-гранатов, на частотах $\sim 10^9$ Гц гораздо легче возбудить и принять спиновую волну, чем звуковую. Если образец феррита поместить в СВЧ-резонатор и возбудить в нём спиновую волну, то при наличии пост. магн. поля, неоднородного по пространству, по образцу побегит спиновая волна с переменным волновым числом k . При уменьшении напряжённости поля H в направлении распространения спиновой волны и при фиксиров. частоте ω , задаваемой резонатором, величина k по мере распространения будет увеличиваться. Когда она достигнет значения $k \approx k_0$, спиновая волна вследствие магнитоупругого взаимодействия превратится в магнитоупругую, а при дальнейшем увеличении k — в чисто упругую волну. Дальнейшее уменьшение H уже не будет влиять на характер распространения упругой волны. При таком преобразовании скорость распространения волн изменится, поскольку скорость упругой волны гораздо больше, чем скорость спиновой волны. Если, начиная с к.-л. точки пространства, величина H возрастает, и следовательно, волновое число для спиновых волн уменьшается, то может произойти обратное преобразование звуковой волны в спиновую. Т. о., создавая в образце неоднородное магн. поле, можно преобразовывать друг в друга упругие и спиновые волны и тем самым изменять скорость распространения и время прохождения сигнала по образцу.

Взаимодействие спиновых и упругих волн осуществляется на высоких УЗ- и гиперзвуковых частотах, поскольку область существования спиновых волн ограничена снизу частотами $\sim 10^8$ Гц. Верх. граница для М. в. также определяется возможностью получения спиновых волн и составляет $\sim 5 \cdot 10^{11}$ Гц.

Наилучшим материалом для возбуждения М. в. являются ферриты, в частности монокристаллы железотитричного граната, обладающие высокой добротностью как магнитной, так и упругой подсистем. Эти кристаллы используются в *акустоэлектронике* для изготовления *линий задержки* сигналов СВЧ. Управляя посредством неоднородного магн. поля скоростью распространения сигнала (за счёт преобразования волн), можно

создавать линии с переменным временем задержки и использовать усиление М. в., возникающее из-за нелинейности магнитоупругого взаимодействия, можно добиться значит. снижения потерь при распространении сигнала.

Лит.: Ахнерер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетинский С. В., Спиново волны, М., 1967; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 3, ч. Б. М., 1968, гл. 4; т. 4, ч. Б. М., 1970, гл. 5; Мюне со в. И. А., Бондлей-ная ферромагнитный резонанс, М., 1971; Такао Д. и др., Р. м. п. т. о. В., Гилервуи в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984. А. Л. Полюхов.

МАГНИТОУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимное влияние намагниченности и упругих деформаций среды (связь спиновой подсистемы кристалла с кристаллич. решёткой). М. в. проявляется, напр., в изменении размеров и формы тела (образца) при его намагничивании (*магнитоустрикция*), а также в изменении намагниченности при деформации образца (магнитоупругий эффект, или *Виллари эффект*).

Основные представления. М. в. обусловлено тем, что осн. взаимодействия магн. моментов атомов или ионов в веществе, напр. *объемное взаимодействие*, магн. диполь — дипольное взаимодействие, взаимодействие магн. моментов с *внутрикристаллическим полем*, зависят от расстояния между ними. Намагничивание кристалла изменяет характер этого взаимодействия, что проявляется в изменении расстояний между частицами, а макроскопически — в деформации образца (магнитоустрикции). В свою очередь изменение расстояний между частицами, т. е. деформация образца, изменяет силу взаимодействия между магн. частицами, а следовательно, и их ср. магн. моменты, т. е. намагниченность образца, темп-ру Кюри, магн. анизотропию и т. д.

Возникающая при намагничивании деформация приводит к уменьшению отд. составляющих энергии образца — обменной энергии, энергии магн. анизотропии, магнитодипольной энергии. Суммарное изменение энергии образца в результате его деформации при намагничивании определяет магнитоупругую энергию образца (или энергию М. в.). С др. стороны, возникновение деформации вызывает нек-рое увеличение энергии упругой деформации, по оно, конечно, меньше выигрыша в энергии М. в., иначе не возникла бы магнитоустрикция.

Различают изотропный вклад в энергию М. в., обычно имеющий обменное происхождение, и анизотропный, связанный с энергией магн. анизотропии. Первый является причиной т. н. объёмной магнитоустрикции, к-рая вносит вклад в теплового расширение образца, обладает характерной аномалией в районе *Кюри точки*, но не меняет кристаллографич. симметрии вещества. Анизотропная часть М. в. приводит к т. в. линейной магнитоустрикции и соответствующему изменению кристаллографич. симметрии кристалла, в соответствии с изменением *магнитной симметрии*.

М. в. оказывает влияние на фазовые переходы в точках Кюри и Нееля (см. *Магнитный фазовый переход*). Оно, в частности, может быть ответственно за то, что эти фазовые переходы протекают как переходы 1-го рода. Давая в нек-рых материалах значит. вклад в энергию магн. анизотропии, М. в. является причиной *ориентационных фазовых переходов*, например в (УТб)₂Fe₂O₇, RFe₂ (R — редкоземельный элемент).

В динамике магнитоупругих сред М. в. проявляется как взаимодействие *упругих волн* (фононов) и *спиновых волн*, приводящее к возникновению *магнитоупругих волн*. Для характеристики влияния М. в. на динамику, процессы вводят коэф. магнитоупругой связи, к-рый представляет собой отношение энергии М. в. в магнитоупругой волне к среднему геометрическому от энергий упругой и спиновой подсистем. Для ферромагн. кристалла:

$$\zeta = (\chi V^2 / C M^2)^{1/2},$$

где χ — модуль упругости материала, M — намагниченность, χ — квазиэстатич. *магнитная восприимчивость*, V — характерное значение энергии М. н. (или, точнее, магнитоупругих параметров М. в. (см. ниже)). Для типичных ферромагн. материалов: $V \sim 10^6 - 10^7$ эрг/см³, $C \sim 10^{12}$ эрг/см², $M^2 \sim 10^{14} - 10^8$ эрг/см³, $\gamma \sim 1$ и коэф. связи $\zeta \sim 10^{-2} - 10^{-1}$. При такой слабой связи можно рассматривать волны, распространяющиеся в ферромагн. кристалле, как не взаимодействующие чисто упругие и спиновые волны. Иная ситуация возникает в условиях пересечения спектров упругих и спиновых волн, где М. в. становится сильным и приводит к разнообразным интересным эффектам (например, *магнитоакустическому резонансу*). Сильной магнитоупругой связью обладают некие соединения редкоземельных металлов и актиноидов с металлами группы железа, напр. TbFe₂, UFe₂, аморфные сплавы типа Fe—Si—B, Co—Fe—Si—B, а также α -Fe₂O₃, FeTiO₃, MnCO₃, CoCO₃, CaMnF₂ и антиферромагн. кристаллы с анизотропией типа «слабая плоскость» ($\zeta \lesssim 1$). В последних М. в. ответственно за существование энергии активации высокочастотных спиновых волн — эффект магнитоупругой щели в спектре магновов (А. С. Боровик-Романов, Е. Г. Рудашевский, Е. А. Туров, В. Г. Шаров, 1964).

Под влиянием М. в. возникает ΔE -эффект (см. *Магнитоустрикция*) и происходит изменение скорости звука под воздействием магн. поля, достигающее 50% и более в веществах с большим коэф. магнитоупругой связи. Высокая чувствительность упругих модулей к воздействию магн. поля в таких материалах является основой параметр. магнитоупругих явлений (параметр. возбуждение магнитоупругих волн, преобразование спектра бегущих магнитоупругих волн, генерация гармоник, управление фокусировка звука неоднородным магн. полем и т. д.). М. в. ответственно за акустич. эффекты Фарадея и двойного лучепреломления (В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, 1977) [4].

М. в. широко используется в технике; в частности, на нём основаны разнообразные *магнитоустрикционные преобразователи*.

М. в. представляет большой интерес для функциональной электроники (управляемые магн. полем линии задержки, перестраиваемые резонаторы и фильтры, фазовые модуляторы, конвольверы, анализаторы спектра и др.). В СВЧ-электронике активно исследуют М. в. поверхностных акустич. волн с *магнитоакустическими волнами* в магн. плёнках (Y₃Fe₅O₁₂, Tb₂Fe_{1-x} и др.).

Феноменологическое описание М. в. При теоретич. описании М. в. широко используется феноменологич. подход, основанный на теории симметрии кристаллов. Энергия М. в. записывается в виде разложения по инвариантам полиномам, составленным из компонентов тензора упругих *деформаций* среды ϵ_{ij} и компонентов многомерного параметра порядка, характеризующего *магнитную атомную структуру* среды. В ферромагнетике (ФМ) в качестве параметра порядка используют намагниченность M_i в антиферромагнетике (АФМ) — векторы антиферромагнетизма и намагниченности, в ферримагнетиках (ФИМ) — намагниченности *магнитных подрешёток* и т. д. Энергия М. в. является чётной ф-цией магн. параметров порядка, откуда следует симметрия относительно инверсии времени (см. *Магнитная симметрия*).

Для ФМ в линейном приближении по ϵ_{ij} и квадратичном по компонентам намагниченности энергия М. в. может быть представлена в виде

$$\mathcal{E}_{\text{мв}} = b_{ijkl} \epsilon_{ij} \alpha_k \alpha_l, \quad (1)$$

где b_{ijkl} — тензор магнитоупругих постоянных, α_i — направляющие косинусы вектора намагниченности. В ф-ле (1) и далее суммирование осуществляется по дважды встречающимся индексам. Тензор четвёртого

ранга b_{ijkl} определяется точечной симметрией кристалла; он имеет в общем случае 36 независимых компонентов, однако условие $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$ оставляет независимыми из них лишь 30. Конкретный вид тензора b_{ijkl} для разл. классов симметрии приведен, напр., в [1, 2]. Для кристаллов кубической (классы симметрии T_d, O_h, O_h) и гексагональной (классы $D_{3d}, C_{3v}, D_6, D_{6h}$) сингонии энергия М. в. имеет вид

$$\epsilon_{\text{МВ}}^{\text{куб}} = (b_{11} - b_{12}) (\epsilon_{11}^2 + \epsilon_{22}^2 + \epsilon_{33}^2) + b_{44} (\epsilon_{12}\alpha_1\alpha_2 + \epsilon_{13}\alpha_1\alpha_3 + \epsilon_{23}\alpha_2\alpha_3), \quad (2)$$

$$\epsilon_{\text{МВ}}^{\text{гекс}} = (b_{11} - b_{12}) (\epsilon_{11}^2 + \epsilon_{22}^2 + 2\epsilon_{12}\alpha_1\alpha_2) + (b_{13} - b_{12})(\epsilon_{11} + \epsilon_{22})\alpha_3^2 + (b_{33} - b_{21})\epsilon_{33}\alpha_3^2 + 2b_{44}(\epsilon_{23}\alpha_2\alpha_3 + \epsilon_{13}\alpha_1\alpha_3).$$

Здесь компоненты тензора b_{ijkl} записаны в матричных обозначениях Фогта.

Для кристаллов кубич. сингонии приняты обозначения: $b_{11} - b_{12} = B_1$, $b_{44} = B_2$, с учётом к-рых энергия М. в. принимает вид

$$\epsilon_{\text{МВ}}^{\text{куб}} = B_1 (\epsilon_{11}^2 + \epsilon_{22}^2 + \epsilon_{33}^2) + B_2 (\epsilon_{23}\alpha_2\alpha_3 + \epsilon_{13}\alpha_1\alpha_3 + \epsilon_{12}\alpha_1\alpha_2). \quad (3)$$

Магнитоуругое постоянные B_1 и B_2 связаны с константами магнитоэлектрики след. соотношениями

$$\lambda_{100} = (\Delta l / l)_{100} = -r^{(2)}_3 B_1 / (C_{11} - C_{12}), \quad (4)$$

$$\lambda_{111} = (\Delta l / l)_{111} = -r^{(1)}_3 B_2 / C_{44},$$

где C_{11} , C_{12} , C_{44} — упругие постоянные кубич. кристалла. В табл. приведены значения магнитоуругоих постоянных B_1 и B_2 для нек-рых магнитоупорядоченных кристаллов.

| Кристаллы | B_1 ($10^6 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2}$) | B_2 ($10^6 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2}$) |
|---|---|---|
| $\text{Y}_2\text{Fe}_{17}\text{O}_{19}$ | 1,7 | 12,6 |
| CaFe_2O_4 кубич. | 165 | -54 |
| NiFe_2O_4 | 100 | 45 |
| CoFe_2O_4 | 1400 | 1200 |
| CdCr_2O_4 | -3,9 | 42 |

Измерение магнитоэлектрики является распространённым методом определения констант М. в. Др. методы — ферромагн. резонанс (сдвиг частоты резонанса под влиянием М. в.), ΔE -эффект и изменение скорости звука под влиянием поля, динамич. магнитоакустич. явления.

В ф-ле (1) магнитоуругое константы рассматриваются как феноменологич. параметры, к-рые определяются экспериментально. В микроскопич. теории М. в. эти параметры и их зависимость от темп-ры и магн. поля определяются для данного материала, исходя из его кристаллич. структуры и квантомеханич. характеристик магн. ионов. Выделяют М. в., основанное на магн. диполь-дипольном взаимодействии, на анизотропном обмене и на комбинационном с участием спио-орбитального, обменного взаимодействия и на внутрискристаллич. полях.

Для более полного описания М. в. в ф-лу (1) иногда приходится вводить слагаемые более высокого порядка по направляющим косинусам вектора намагниченности.

Ф-лу (1) можно использовать для описания М. в. в магнитоупорядоченных кристаллах с неск. магн. подрешётками; нужно лишь произвести в ней дополнит. суммирование по подрешёткам и учесть наличие перекрёст-

ных по подрешёткам слагаемых. Напр., для двухподрешёточного коллинеарного АФМ

$$\epsilon_{\text{МВ}} = b_{ijk}^{(1)} \epsilon_i^j \epsilon_k^l + b_{ijk}^{(2)} \epsilon_i^j m_k m_l, \quad (5)$$

где l, m — единичные векторы антиферромагнетизма и ферромагнетизма соответственно. В случае *слабого ферромагнетизма* энергия М. в. содержит смешанные инварианты типа $P_{ijkl} \epsilon_i^j \epsilon_k^l m_l$, ответственные за явления *псевдоагнетизма* и линейную магнитоэлектрику. Энергия, соответствующую таким инвариантам, наз. псевдоагнетич. В общем случае для определения вида энергии М. в. в многоподрешёточном ФМ используют простр. симметрию кристалла.

В феноменологич. теории М. в. предполагается, что температурная зависимость магнитоуругоих констант определяется тепловыми флуктуациями магн. моментов. Усреднение по флуктуациям приводит к уменьшению модуля намагниченности и вместе с ним к уменьшению коэффициентов в выражении для энергии М. в. Температурная зависимость последних определяется законом:

$$B_l(T)/B_l(0) = m^{l(l+1)/2}, \quad (6)$$

где l — степень полинома от α_i в разложении энергии М. в., B_l — коэф. полинома, $m = M_s(T)/M_s(0)$ — приведенная намагниченность. Напр., для разложения (1—5), где $l = 2$, имеем $B(T)/B(0) = m^3$.

Эксперим. и теоретич. исследования М. в. показали, что энергия М. в. в форме (1) хорошо описывает магнитоуругое явления в тех материалах, в к-рых магн. ионы, ответственные за формирование магн. порядка, имеют в качестве осн. состояния орбитальный синглет, отделённый достаточно большим энергетич. интервалом от возбуждённых уровней. Примером таких ионов являются т. н. S -ионы, т. е. ионы, у к-рых в осн. состоянии орбитальный момент L равен нулю (Fe^{2+} , Mn^{2+} , Gd^{3+} , Eu^{2+} и др.), а также ионы с «замороженным» орбитальным моментом (Cr^{3+} , Ni^{2+} в октаэдрич. окружении и др.). Др. тип ионов — ионы, у к-рых орбитальный момент в осн. состоянии отличен от нуля, напр. редкоземельные ионы, Co^{2+} в ферритах и др. Для описания М. в. таких ионов используют микроскопич. теорию.

Элементы атомно-микроскопической теории М. в. Микроскопич. описание М. в. основывается на применении *спинового гамильтониана*. Оно позволяет установить связь магнитоуругоих явлений с электронной структурой магнетика, выявить микроскопич. механизмы М. в., определить зависимость магнитоуругоих явлений от темп-ры, магн. поля, состава магнетика и др. факторов. В общем виде спиновый гамильтониан М. в. представляет собой сумму элементарных взаимодействий спиновых магн. моментов со смешениями полов от положений равновесия, включающими в себя упругие деформации (акустич. фононы) и смешения ионов внутр. элементарной ячейки (оптич. фононы). Различают спиновые гамильтонианы одноионного и двухионного М. в.

Одноионное М. в. обусловлено смешениями ионов кристалла при деформации, к-рые изменяют внутрискристаллич. поле, действующее на магн. ион, и тем самым энергия ионов в этом поле. Двухионное М. в. обусловлено зависимостью от деформации таких взаимодействий, как магнитодипольное, псевдодипольное, обменное.

В случае материалов, содержащих ионы с нулевым или «замороженным» орбитальным моментом, микроскопич. теория даёт для энергии М. в. выражение того же вида, что и феноменологич. теория. В частности, зависимость магнитоуругоих констант от темп-ры T и магн. поля H полностью определяется намагниченностью $m(H, T)$ [Э. Каллен (E. Callen), X. Каллен (H. Callen), 1963]:

$$B_l(T)/B_l(0) = \int_{-1}^1 v_l^l [m(H, T)], \quad (7)$$

где $J_{1/2}$ — приведенная ф-ция Бесселя: $J_{1/2}(x) = \sqrt{x/2} J_1(x)$, $J_{3/2}(x) = \sqrt{x/2} J_2(x)$, $J_{5/2}(x) = \sqrt{x/2} J_3(x)$ — гиперболич. ф-ция Бесселя, $L^{(2)}(x)$ — обратная Ланжевена функция $[m(H, T) = L(x) = J_{5/2}(x)]$. При достаточно низких темп-рах, когда можно пренебречь заселенностью всех уровней, кроме основного и первого возбужденного, ф-ла (7) приводит к известному закону $B_s(T)/B_s(0) = m^{(d+1)/2}$.

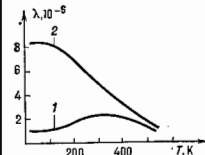


Рис. 1. Температурная зависимость констант магнитоэстроиции для $Y_2Fe_5O_{12}$: 1 — λ_{100} , 2 — λ_{111} .

Насыщение констант λ_{100} и λ_{111} происходит в тех же полях, что и насыщение намагниченности.

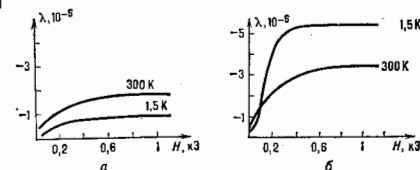


Рис. 2. Зависимость констант магнитоэстроиции $Y_2Fe_5O_{12}$ от напряженности магнитного поля при разных температурах: а — λ_{100} , б — λ_{111} .

Ионы с $L \neq 0$ в осн. состоянии обладают более разнообразными полевыми и температурными зависимостями М. в. Оно также значительно больше по величине, чем М. в. ионов с $L = 0$, поэтому в редкоземельных соединениях, особенно при низких темп-рах, часто наблюдается т. н. гигантская магнитоэстроиция $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ (К. П. Белов, Р. З. Левянтин, С. А. Никитин, В. И. Соколов, 1961 [3]).

Для определения температурной и полевой зависимости энергии М. в. с помощью синювого тампальтона лучше знать энергетич. спектр и волновые ф-ции иона. При низких темп-рах достаточно знать обычно один-два ниж. уровня. Энергия М. в. ионов с синглетным осн. состоянием (Eu^{2+} , Ti^{3+} , Pr^{3+} , ...) имеет вид (в расчёте на один ион) [5]:

$$\epsilon_{мв} = b_{jHl}(H_{эф})_h(H_{эф})_l, \quad (8)$$

где $H_{эф}$ — эфф. поле, действующее на ион; магнитоупругие постоянные $b_{jHl} \sim V m_B^2 W^{-1}$, W — характеристич. энергия, отделяющая осн. уровень от возбужденных ($\sim 10^{-10} - 10^2 \text{ см}^{-1}$), m_B — магнетон Бора, $V \sim 10^2 - 10^3 \text{ см}^3$ — магнитоупругий коэффициент.

Энергия М. в. крамеровских ионов, осн. состоянием к-рых во внутрикристаллич. поле является дублет (Dy^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+} , ...), имеет вид

$$\epsilon_{мв} = b_{jHl} e_{ij}(H_{эф})_h m_l(H_{эф})_l T, \quad (8')$$

где $b_{jHl} \sim m_B W^{-1}$.

Температурная и полевая зависимости М. в. в этом случае определяются произведениями типа $(H_{эф})_h m_l$, а не $[m(H_{эф}, T)]^{(d+1)/2}$, как в феноменологич. теории. Др.

важная особенность М. в. в материалах с такими ионами заключается в том, что их магнитоупругие коэф. обладают сильной полевой зависимостью в области насыщения намагниченности (в феноменологич. теории константы магнитоэстроиции при этом от поля вообще не зависят). Это обстоятельство обусловлено тем, что постоянные М. в. определяются не только ниж. уровнями энергии, а гл. обр. возбужденными состояниями, что является своеобразным аналогом ванфleckовской восприимчивости в магнитоупругих явлениях (см. Ванфлексовский парамагнетизм).

Осн. состоянием некрамеровских ионов в низкосимметричном внутрикристаллич. поле часто является изолированный квазидублет, т. е. два близко расположенных уровня синглетных уровня, отделённых от возбуждённых уровней достаточно большим энергетич. интервалом. Для приближённого описания М. в. этих ионов можно использовать ф-лу (8). На рис. 3 приведена полевая зависимость магнитоэстроиции тербиевого и диспрозиового гранатов, хорошо иллюстрирующая особенность М. в. в материалах с сильно анизотропными ионами, обладающими орбитальным моментом в осн. состоянии. Для полей, где намагниченность стремится к насыщению ($H \gtrsim 30 \text{ кЭ}$), характерно, что константы магнитоэстроиции линейно увеличиваются с ростом поля H ,

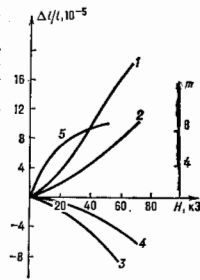


Рис. 3. Зависимость магнитоэстроиции тербий-галлиевого граната ($Tb_2Fe_4O_{12}$) от напряженности магнитного поля при 4,2 К: 1 — $H \parallel [111]$, 2 — $H \parallel [110]$, 3 — $H \parallel [11\bar{1}]$, 4 — $H \parallel [11\bar{2}]$, 5 — зависимость намагниченности (в единицах μ_B /ион) вдоль направления $[111]$ от напряженности магнитного поля.

не проявляя к-л. тенденций к насыщению. Аналитич. зависимость магнитоэстроиции этого соединения от H и T может быть представлена ф-лой, сильно отличающейся от тех, к-рые определяются феноменологич. теорией:

$$(\Delta l/l)_{111} = A_1 I_1(H) + A_2 I_2(H), \quad (9)$$

где

$$I_1(H) = \frac{1}{2}(Hx_m m_y + Hx_m z + Hy_m x + Hy_m z + Hz_m x + Hz_m z + Hx_m y),$$

$$I_2(H) = HxHyH_y^{-1} m_z + HxHzH_z^{-1} m_y + HyHzH_z^{-1} m_x;$$

$m_x = \text{th}(1/2 T^{-1} \mu H_x)$ — компоненты приведенной намагниченности редкоземельных ионов Dy^{3+} , Tb^{3+} , $\alpha = x, y, z$; A_1 и A_2 — константы магнитоэстроиции, μ — магн. момент иона.

Двухионные М. в. важно учитывать в низкосимметричных материалах, а также в магнетиках кубической сингонии, обладающих сложной пространственной и магнитной структурой, например в редкоземельных ферритах-гранатах. На рис. 4 приведена полевая зависимость констант

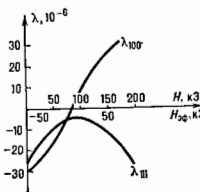


Рис. 4. Зависимость констант магнитоэстроиции λ_{111} и λ_{100} гольемит-иттербиевого феррита-граната $Ho_2Fe_4O_{12}$ от напряженности магнитного поля при 78 К.

магнитоэлектрики (HoY)₂Fe₂O₁₂ при 78 К, хорошо иллюстрирующая механизм двухфюнонного М. в. Видно, что константы λ_{111} и λ_{100} этого соединения существенно по-разному зависят от поля: λ_{111} квадратично меняется с полем, в то время как λ_{100} — почти линейная ф-ция $H_{эф}$. Это позволяет однозначно установить, что λ_{111} определяется одноионным механизмом, а λ_{100} — в основном двухионным (обменным) М. в. Рис. 4 показывает также, что одноионный и обменный механизмы М. в. дают сравнимые вклады в магнитоэлектрику редкоземельных ферритов-гранатов.

Значительным М. в. обладают ионы Co^{2+} в ферритах, где преобладает одноионный механизм, что также обусловлено неполным снятием орбитального вырождения осн. состояния (Дж. Словауски (J. Slonczewski), 1960).

Приведённые выше теории М. в. (как феноменологическая, так и микроскопическая) не являются достаточно полными, т. к. рассматривают взаимодействие магн. ионов с деформациями среды лишь в линейном по ϵ_{ik} приближении и не учитывают их взаимодействия с локальными вращающимися средами. Учёт квадратичных по ϵ_{ik} компонентов М. в. и взаимодействия магн. моментов с локальными поворотами

$$\Omega_{ik} = \frac{1}{2}(\partial_i \psi / \partial x_k - \partial_{ik} \psi / \partial x_i)$$

(здесь $\partial_i \psi / \partial x_k$ и $\partial_{ik} \psi / \partial x_i$ — компоненты тензора механич. дисторсии) необходим при анализе неких эффектов, связанных с распространением звука в магнитоупорядоченных кристаллах, а также важен для теории симметрии: без учёта этих взаимодействий теория М. в. не удовлетворяет требованию вращат. инвариантности теории (симметрии относительно группы непрерывных вращений) [7].

Локальные вращения среды возникают при распространении звука или при др. магнитоупругих процессах и создают локальную магн. анизотропию, действующую на магн. моменты. Отсюда следует, что энергия взаимодействия магн. моментов с локальными поворотами определяется параметрами магнитоэлектрич. анизотропии и что это взаимодействие является особенно важным в материалах с большой величиной магн. анизотропии.

Лит.: 1) Леманов В. В., Магнитоупругие взаимодействия, в кн.: Физика магнитных диэлектриков, под ред. Г. А. Смолеского, Л., 1974; 2) Кузнецов Е. В., Петроваченко В. А., Завальский Э. А., Физика магнитоупорядоченных веществ, Новосибир., 1976; 3) Белов К. П. и др., Гигантская магнитоэлектрика, «ФУН», 1983, т. 140, с. 271; 4) Ожогин В. И., Обменное усиление магнитоупругости в антиферромагнетиках, «Изв. АН СССР, Сер. физик», 1978, т. 42, № 8, с. 1625; 5) Редноземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах, М., 1985; 6) Birs R. N., Isaac E. D., Magnetoelectricity, в кн.: Magnetic oxides, ed. by D. G. Semakula, 1974; 7) Витков В. В., Magnetoelastic interaction, В. [а. о.], 1966; 8) Callen E., Callen N. V., Magnetoelectricity, forced magnetoelectricity, and anomalous thermal expansion in ferromagnets, «Phys. Rev.», 1965, т. 139, p. 435; 9) Туров В. А., Шаповалов В. Г., Нарушенная симметрия и магнитоупругие эффекты в ферро- и антиферромагнетиках, «ФУН», 1983, т. 140, с. 429. А. К. Засядкин.

МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС — резонансное поглощение или испускание фононов определ. частоты носителями заряда (в частности, электронами) в полупроводнике, вызывающее переходы электронов между уровнями Ландау в пост. магн. поле (см. Ландау уровни). М. р. проявляется в виде осцилляций проводимости и др. кинетич. характеристик в магн. поле. М. р. предсказан в 1961 В. Л. Гуревичем, Ю. А. Фирсовым [1]. Экспериментально обнаружен С. Пури (S. Puri) и Т. Джебеллом (Th. Geballe) (1963), а также С. С. Шалтым, Р. В. Парфёновым, В. М. Муздоба [2].

Подобно Шубникова — де Хааза эффекту М. р. связан с осцилляциями плотности электронных состояний в магн. поле как ф-ция энергии $\epsilon(\mathcal{E})$ [3, 4] (см. Плотность состояний, Квантовые осцилляции в магнитном поле). Однако в отличие от эффекта Шубникова — де Хааза для М. р. существенно изменение характера рассеяния электронов в магн. поле, к-рое, как и немозо-

говая зависимость плотности состояний от энергии, является следствием квантования электронного спектра (орбитального квантования). Магн. поле как бы «собирает» состояния, равномерно распределённые по зоне, в дискретные подзоны Ландау. Магнитофононные осцилляции проводимости связаны с неупругим рассеянием электронов, когда изменение энергии электрона $\Delta \mathcal{E} > kT$ (при отсутствии вырождения электронного газа) или больше размытия уровня Ферми (в случае вырождения). Это имеет место, напр., при взаимодействии электронов с оптич. фононами в области низких темп-р (см. Колебания кристаллической решётки). Когда энергия оптич. фонона $\hbar\omega_0$ совпадает с расстоянием между краями к.-л. двух подзон Ландау N и N' , т. е. $\hbar\omega_0 = \mathcal{E}_N - \mathcal{E}_{N'}$, то ср. вероятность рассеяния электрона возрастает и в зависимости кинетич. коэф. от магн. поля появляется максимум (резонанс).

М. р. сходен с явлением *циклотронного резонанса* — в обоих случаях имеют место переходы с изменением энергии электрона. Однако в отличие от *циклотронного резонанса* М. р. — резонанс *внутренний*: резонансное условие достигается, когда частота собств. колебаний кристаллич. решётки ω_0 кратна частоте ω_c обращения электрона в магн. поле H (циклотронной частоте).

Теоретич. рассмотрение показывает, что для невырожденной параболич. зоны (см. Зона теория) условие М. р. имеет вид:

$$\hbar\omega_0 = n\hbar\omega_c = \frac{n\hbar e H}{mc}, \quad (1)$$

где ω_0 — предельная частота длинноволновых оптич. фононов, m — эффективная масса электрона, e — его заряд, n — целое число. Из (1) следует, что осцилляции периодичны по $1/H$, с периодом

$$\Delta(1/H) = e/m\omega_0 c, \quad (2)$$

к-рый не зависит от концентрации электронов. Осн. причиной осцилляций кинетич. коэффициентов является обращение в ∞ ф-ция плотности состояний $g(\mathcal{E})$ электронов в магн. поле и для каждой зоны Ландау. Когда эти сингулярные точки (в зонах N и N') разделены по энергии на величину, равную $\hbar\omega_0$, возникает скачкообразное изменение числа актов электрон-фононного рассеяния и связанные с ней осцилляции чисел кинетич. коэффициентов.

В *многодолинных полупроводниках* типа Ge возможен М. р., обусловленный рассеянием электронов, сопровождающимся переходом их из одной долины в другую [3]. В этом случае в ф-ле (1) в качестве ω_0 фигурирует частота ω_c -фонона, осуществляющего это рассеяние.

Если при рассеянии на фононах меняется спин электрона (при достаточно сильной спин-орбитальной связи), то возникает т. п. спин-магнитофононный резонанс [5]. Внешние он обнаружен у n -InAs [6]. Условие его наблюдения (для параболич. зоны) имеет вид:

$$\hbar\omega_0 \pm g\mu_B H = n\hbar\omega_c, \quad (3)$$

где μ_B — магнетон Бора, g — фактор спинового расщепления электронных уровней, n — целое число.

М. р. — афф. метод изучения зонной структуры твёрдого тела и электрон-фононного взаимодействия в полупроводниках.

Лит.: 1) Гуревич В. Л., Фирсов Ю. А., К теории электропроводности полупроводников в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1961, т. 40, с. 169; 2) Шалты С. С., Парфёнов Р. В., Муздоба В. М., Экспериментальное подтверждение нового типа осцилляций поперечного магнетосопротивления, «ФТТ», 1964, т. 6, с. 647; 3) Дидильковская И. М., Электроны и дырки в полупроводниках, М., 1972; 4) Парфёнов Р. В. и др., Магнитофононный резонанс в полупроводниках, «УФН», 1974, т. 112, с. 3; 5) Павлов С. Т., Фирсов Ю. А., Спин-магнитофононный резонанс и осцилляции магнетосопротивления в полупроводниках, «ЖЭТФ», 1965, т. 49, с. 1664; 6) Аксельрод И. М., Дидильковская И. М., Спин-магнитофононные и магнитофононные осцилляции магнетосопротивления в n -InAs, «Испытия в ЖЭТФ», 1966, т. 4, с. 205. И. М. Цибильковский.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — возникновение в диэлектрик. кристалле намагниченности m , индуцированной электрич. полем E , или поляризации p , индуцированной магн. полем H . М. э. — результат взаимодействия двух подсистем ионного кристалла: электрической, состоящей из заряд. ионов, и магнитной — совокупности нескомпенсиров. спиновых магн. моментов ионов. Полное феноменол. описание всех возможных магнитоэлектрич. взаимодействий может быть выполнено на основе термодинам. теории *фазовых переходов* 2-го рода Ландау. М. э. чаще всего наблюдается в антиферромагн. кристаллах, для к-рых *термодинамический потенциал* Φ есть ф-ция проекций векторов: намагниченности m , антиферромагнетизма l и вектора p — изменения электрич. поляризации, вызванного внеш. полями E и H и (или) переходом в магнитоупорядоченное состояние. Для однодоменных кристаллов, т. е. таких, в к-рых векторы m , l и p имеют одинаковую величину и одинаковое направление во всех элементарных ячейках кристалла, связанная с М. э. часть потенциала записывается в виде разложения по смешанным произведениям проекций этих векторов. Из числа всех возможных смешанных произведений вида lmp , lmp^2 , m^2p , l^2p , l^2p^2 и т. д. в Φ входят лишь те, к-рые инвариантны при всех преобразованиях группы симметрии парамагн. фазы конкретного кристалла. Условия устойчивости состояния: $\partial\Phi/\partial m = 0$ и $\partial\Phi/\partial p = 0$, — позволяют найти равновесные значения m и p , причём М. э. возможен, если $m(E) \neq 0$ и (или) $p(H) \neq 0$. Вид слагаемых в ф-циях $m(E)$ и $p(H)$ зависит от того, с какими членами в разложении Φ они связаны, при этом те из слагаемых, к-рые содержат проекции l , появляются только для кристаллов, обладающих *магнитной атомной структурой*.

Наиб. известен т. н. л и н е й н ы й М. э., возникающий в результате взаимодействий типа lmp , к-рые приводят к линейной связи вида $p_i = \alpha_{ij}H_j$; $m_j = \alpha_{ij}E_i$, где α_{ij} — компоненты тензора М. э., пропорциональные проекции вектора (здесь и далее суммирование осуществляется по повторяющимся индексам).

В однодоменном кристалле направление l задано и взаимная ориентация как $m(E)$ и E , так и $p(H)$ и H полностью определяется величинами α_{ij} . Изменение направления l на 180° соответствует др. магн. домену, в к-ром при неизменных относительно кристалла направлениях E и H векторы $m(E)$ и $p(H)$ будут направлены в противоположную сторону. Это обстоятельство используется в эксперименте для получения однодоменного состояния. Кристалл охлаждается ниже точки магн. перехода T_N (см. *Немая точка*) в присутствии пост. полей E и H , ориентированных так, чтобы вдоль направлений этих полей $m(E) \neq 0$ и $p(H) \neq 0$. В процессе перехода кристалла в магнитоупорядоченное состояние магнитоэлектрич. взаимодействия реализуют во всём объёме кристалла единственный магнитный домен, соответствующий минимуму термодинамич. потенциала Φ .

Линейный М. э. обнаружен в 1960 (Д. Н. Астров) в кристалле оксида хрома Cr_2O_3 , элементарная ячейка к-рого показана на рис. 1, а. Для Cr_2O_3 $m_2 = \alpha_2 E_2$, $p_2 = \alpha_2 H_2$, $m_1 = \alpha_1 E_1$, $p_1 = \alpha_1 H_1$, где индекс 1 обозначает величины в базисной плоскости кристалла. При переходе к другому домену (рис. 1, б) изменяются знаки α_2 и α_1 , однако указать, какому именно домену какой знак соответствует, невозможно.

В сегнетоэлектрич. боратах — кристаллах с общей ф-лой $M_3B_7O_{13}X$ (M — Co, Ni, Fe, Mn; X — Cl, Br, I) при $T < T_N < T_C$ (*Кюри точке*) также наблюдается линейный М. э., к-рый, в отличие от М. э. в Cr_2O_3 , описывается как диагональными, так и недиагональными компонентами тензора α_{ij} .

Известно неск. десятков антиферромагнетиков, в к-рых возможен и наблюдается линейный М. э. с величиной α в пределах от 10^{-5} до 10^{-2} (ТрЮР).

Н е л и н е й н ы й М. э. возникает в результате магнитоэлектрич. взаимодействий вида l^2p^2 и lmp^2 , к-рые приводят к квадратичным зависимостям соответственно по H и E : $p_i = \gamma_{ijk}H_jH_k$, $m_j = \beta_{ijk}E_iE_k$.

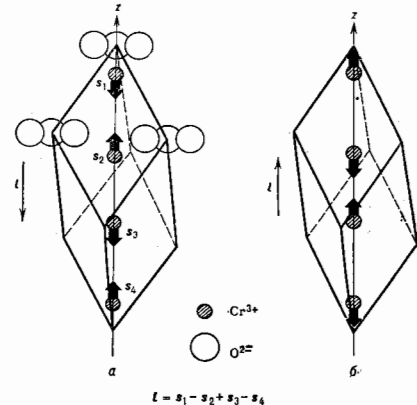


Рис. 1. Элементарная магнитная ячейка антиферромагнетика Cr_2O_3 ; а и б — направления магнитных моментов s_1, s_2, s_3 и s_4 ионов в доменах с противоположно ориентированными векторами антиферромагнетизма l .

Первый из них возможен по всем кристаллах без центра симметрии в парамагн. фазе при $T > T_N$ и впервые наблюдался в $NiSO_4 \cdot 6H_2O$ с $\gamma \sim 10^{-11}$. Второй возможен только в магнитоупорядоченных кристаллах и наблюдался, напр., в веществах с общей ф-лой RFe_3O_{12} и $RFeO_3$ (R — редкоземельный ион) с $\beta \sim 10^{-12} - 10^{-2}$. Наконец, взаимодействия вида p^2 в кристаллах со слабым ферромагнетизмом (напр., в Со-1-борачите) обуславливают как линейный, так и нелинейный М. э.

М. э. удобно наблюдать динамич. методом, прикладывая к кристаллу переменные поля \vec{E} или \vec{H} на частоте f и измеряя индуцированные ими намагниченность m или поляризацию p . Селективная техника обеспечивает достаточно высокую чувствительность даже при измерении слабых квадратичных М. э. в полях E и H с амплитудой много меньше той, к-рая может изменить доменную структуру. В динамич. методе линейному М. э. соответствует сигнал на той же частоте f , а квадратичному на частоте $2f$. При наблюдениях квадратичных М. э. можно прикладывать к кристаллу одновременно как переменные \vec{E} и \vec{H} , так и пост. поля E_0 и H_0 . Тогда $p = \gamma \vec{H}_0 E_0$ и $m = \beta \vec{E}_0 E_0$, т. е. зависимости $p(H)$ и $m(E)$ будут линейными на той же частоте, что и частота \vec{H} и \vec{E} . В этом случае М. э. можно рассматривать как линейный, индуцированный пост. полем H_0 или E_0 .

Проявления магнитоэлектрич. взаимодействия не ограничиваются М. э. Так, при наличии в Φ членов вида lmp^2 и m^2p парамагн. восприимчивость $\chi = \partial^2\Phi/\partial m^2$ и поляризуемость $\kappa = \partial^2\Phi/\partial p^2$ оказываются зависящими линейно от полей E и H соответственно. Зависимость $\kappa(H)$ наблюдалась экспериментально в кристалле $DyFeO_3$. Член вида p^2 обуславливает появление поляризации $p \sim I^2$ при переходе кристалла в магнитоупорядоченное состояние. Наконец, член вида p^2 приводит к изломам на кривой температурной

зависимости диэлектрич. проницаемости $\epsilon(T)$ при $T = T_C$ (ВаМнФ₂) и $\chi(T)$ в точке Кюри при $T_C < T_N$. Магнитоэлектрич. взаимодействия могут вызвать поляризацию эл.-магн. волн при их отражении или преломлении кристаллами, обладающими М. з., вызывать параметрич. возбуждение спиновых волн в сегнетомагнетиках под действием поля E высокой частоты или поглощение переменного магн. поля на резонансных частотах элетрич. дипольной структуры.

Термодинамич. теория, позволяющая найти вид потенциала Φ для кристалла с известной симметрией, не даёт никаких сведений ни о величинах констант, описывающих М. з., ни о природе микроскопич. сил, ответственных за его проявление. При изучении механизма М. з. приходится использовать модельные представления, а имеющаяся «микроскопическая» теория носит в основном качеств. характер. Так, описание зависимости $\alpha_i(T)$ в Cr_2O_3 (рис. 2) удалось получить на основе модели о сближении ионов Cr^{3+} принадлежащих одной магн. подрешётке, с ионами O^{2-} и удалении от них ионов Cr^{3+} другой подрешётки под действием поля E , что приводит к изменению изотропного косвенного обменного взаимодействия в подрешётках. В результате намагниченности становятся равными и появляется намагниченность кристалла в целом. Эта же модель может быть применена и к др. кристаллам, обладающим М. з., большинство из к-рых содержат кислород.

При наличии на кристалл достаточно больших полей E и H в нём возможны скачкообразные изменения $m(E)$ и $\rho(H)$, связанные с переходом от одного домена к другому. Так, в Ni—1-боратите при увеличении магн. поля, направленного перпендикулярно вектору спонтанной намагниченности, в точке $H_c \approx 0,5$ Тл происходит перебор этого вектора на 90° и вектора спонтанной поляризации на 180° (рис. 3). Внеш. элетрич. поле может в свою очередь изменить направление ρ на 180° с одновремен. перебором m на 90° . В Cr_2O_3 резкое изменение знака М. з., связанное с переходом от одного домена к другому (переклечение доменов), наблюдается при одновремен. наличии достаточно сильных полей E_z и H_x .

Рис. 3. Изменение ориентации векторов спонтанной намагниченности m и поляризации ρ в Ni—1-боратите при достижении внешнего магнитным полем критического значения H_c .

Синтез монокристаллич. веществ, как правило, очень труден, что препятствует восторженному изучению М. з., однако его простая регистрация возможна в порошках и поликристаллах, где величина α достигает $\approx 30\%$ от эл. значения для монокристалла. Охлажденные поликристаллич. образцы ниже T_N в полях E и H создают избыток доменов одного типа и, следовательно, макроскопич. намагниченность таких образцов.

Все возможные классы магнитной симметрии, допускающиеся М. з., известны. Экспериментально изученные вещества относятся только к части этих классов, и лишь для неск. веществ получено полное согласие между результатами измерений и предсказаниями теории. Прямое определение магн. симметрии метода-

ми нейтроннографии часто затруднено. Исследование М. з., конкретные проявления χ -роуго зависят от магн. симметрии, в ряде случаев позволяет дополнить нейтроннографию, данные или даже определить магн. атомную структуру независимо, а также получить сведения об эл. изменении, напр. при ориентационном фазовом переходе антиферромагнетика в сильный магн. поле (спин-фазовый переход).

Практич. применения М. з. (магн. память, фазоразделители, затворы, неэвальные и переключающие элементы в оптике и т. д.) возможны, однако по одно из подобных устройств не было реализовано в связи с отсутствием монокристаллич. материалов высокого качества.

Лит.: O'Dell T. H., The electrodynamic of magnetoelectric media, *Amst.*—L., 1970; Magnetolectric interaction phenomena in crystals, ed. by A. J. Freeman, H. Schmid, L.—[a.o.], 1973; Смирновский В. Г. А., Чуприков И. Е., Сегнетомагнетизм, «УФН», 1982, т. 137, в. 3, с. 445; Веневцев Ю. Н., Гагулин В. В., Любимов В. И., Сегнетомагнетизм, М., 1982.

МАГНИОН — квазичастица, соответствующая кванту спиновых волн в магнитоупорядоченных системах. М. по отношению к спиновым колебаниям играет ту же роль, что и фонон — к колебаниям кристаллической решетки. Энергетич. спектр М. имеет вид $\hbar\omega = \hbar\omega(k)$, где $\omega(k)$ — закон дисперсии или зависимость частоты спиновых волн от их квазиимпульса вектора k , квазиимпульс М. $p = \hbar k$. Время жизни М. определяется затуханием спиновых волн, и только в случае слабого затухания можно говорить о М. как о хорошо выраженных квазичастицах. М. являются бозонами. В тепловом равновесии химический потенциал М. равен 0, что и определяет зависимость числа М. в системе от темп-ры. Когда число М. в системе мало, напр. при низких темп-рах, диссипативные и кинетич. процессы в магн. подсистеме (напр., магн. релаксация, спиновая диффузия) удобно формулировать в рамках теории рассеяния для столкновений М. друг с другом и др. квазичастицами твердого тела. При этом магн. динамику системы можно определять на основе кинетич. ур-ния Больцмана для ф-ции распределения М. В ферромагнетиках М. иногда наз. ферромагнонами.

М. наз. также кванты специфич. спиновых волн в ферми-жидкости (см. *Правой звук*). В парамагнетиках с сильным магнитным взаимодействием иногда используется термин «парамагноны» для обозначения спиновых флуктуаций в представлениях затухающих спиновых волн. По аналогии с фононами М. без цели (или с малой целью) в энергетич. спектре в области малых k наз. часто акустическими (как правило, при линейном законе дисперсии, как в антиферромагнетиках), а в случае большой цели — оптическими.

Лит. см. при ст. *Спиновые волны*. А. В. Мейерович. МАГНУСА РАЗЛОЖЕНИЕ — решение дифференц. ур-ния для оператора временной эволюции в экспоненц. форме.

Во взаимодействии представлении оператор временной эволюции $\hat{S}(t, t')$ произвольной квантовой системы удовлетворяет дифференц. ур-нию

$$i\hbar \frac{\partial \hat{S}(t, t')}{\partial t} = \hat{W}(t) \hat{S}(t, t') \quad (1)$$

с граничным условием $\hat{S}(t, t) = \hat{I}$. Здесь $\hat{W}(t)$ — оператор взаимодействия системы с внеш. полем $\hat{V}(t)$, записанный в представлении взаимодействия:

$$\hat{W}(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \hat{H}_0 t\right) \hat{V}(t) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \hat{H}_0 t\right),$$

\hat{H}_0 — невозмущённый гамильтониан (\hat{I} — единичный оператор). В общем случае операторы $\hat{W}(t)$, являющиеся в разные моменты времени, не коммутируют между собой и ур-ние (1) не интегрируется так же просто, как в классич. физике. Решение (1) может быть представлено в виде экспоненциального М. р. [1—3]:

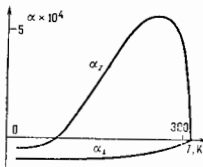
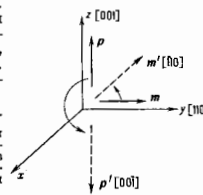


Рис. 2. Температурные зависимости $\alpha_1(T)$ и $\alpha_2(T)$ для антиферромагнетика Cr_2O_3 .



$$\hat{S}(t, t') = \exp\left(\sum_{n=1}^{\infty} \hat{\lambda}_n\right), \quad (2)$$

где

$$\hat{\lambda}_1 = -\frac{i}{\hbar} \int_{t'}^t \hat{W}(t) dt,$$

$$\hat{\lambda}_2 = \frac{i}{2} \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{t'}^t dt_1 \int_{t'}^{t_1} dt_2 [\hat{W}(t_1), \hat{W}(t_2)],$$

$$\hat{\lambda}_3 = \frac{i}{6} \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^3 \int_{t'}^t dt_1 \int_{t'}^{t_1} dt_2 \int_{t'}^{t_2} dt_3 \left\{ [\hat{W}(t_1), [\hat{W}(t_2), \hat{W}(t_3)]] + \right. \\ \left. + [[\hat{W}(t_1), \hat{W}(t_2)], \hat{W}(t_3)] \right\}; \dots \quad (3)$$

Операторы $\hat{\lambda}_n$ представляют собой n -кратные интегралы от $(n-1)$ -кратных коммутаторов операторов $\hat{W}(t)$, взятых в разные моменты времени. В век-рых случаях ряд в экспоненте (2) обрывается и оператор временной эволюции записывается в конечном виде. Так происходит, напр., в задаче об эволюции гармонич. осциллятора, на к-рый действует произвольная внеш. сила [4], и в задаче об эволюции в поле, линейном по координатам r и импульсам p произвольной квантовой системы с гамильтонианом, квадратичным по r и p [5]. М. р. используется при построении теории везаанных возмущений в процессах «встряска» типа рассеяния (см. *Внезапных возмущений метод*). В нуле-вом порядке по параметру «мгновенности» $\omega \ll 1$ (τ — характерное время взаимодействия, ω — типич-ные собств. значения невозмущённого гамильтониана) оператор временной эволюции отличается от (2) заме-ной в $\hat{\lambda}_n$ (ф-лы (3)) $\hat{W}(t)$ на

$$\hat{W}_0(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H_0 t_0\right) \hat{W}(t) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H_0 t_0\right),$$

где t_0 — момент «встряска».

М. р. удобно для построения реал. рода унитарных теорий возмущений, т. к. ввиду эрмитовости опера-торов $\hat{\lambda}_n$ любой способ обрывания бесконечного ряда в экспоненте (2) не нарушает унитарности оператора эволюции $\hat{S}(t, t')$.

Матем. структура операторов $\hat{W}(t)$ или $\hat{W}_0(t)$ допус-кает иногда суммирование бесконечного числа членов М. р. Как правило, это происходит в тех случаях, когда $\hat{W}(t)$ [а чаще $\hat{W}_0(t)$] представляет собой линей-ную комбинацию генераторов L_j конечной L алгебры с коэффициентами $a_j(t)$ — линейно-независимыми ф-ция-ми времени:

$$\hat{W}(t) = \sum_{j=1}^m a_j(t) L_j,$$

$m \leq n$, n — размерность алгебры Ли. Наиб. естест-венное и простое в матем. отношении решение диффе-ренц. ур-ния для оператора эволюции, альтернативное М. р., записывается в конечной форме в виде произведе-ния нескольких (в зависимости от числа генераторов группы) экспоненц. операторов

$$\hat{S}(t, t') = \prod_{j=1}^n \exp\{g_j(t) L_j\}.$$

Такой подход, эквивалентный суммированию членов М. р., наз. процедурой временного упорядочивания Воя — Нормана [6]. Независимые ф-ции времени $g_j(t)$ удовлетворяют системе дифференц. ур-ний вида

$$\frac{dg_j(t)}{dt} = \sum_{k=1}^n \eta_{jk} a_k(t)$$

с граничными условиями $g_j(t') = 0$; η_{jk} — величьеые функции от $g_j(t)$. Решения этой системы исследуются как для конкретных физич. задач теории излучения и квантовой оптики, так и для моделей, включающих алгебры Ли $SU(1,1)$, $SU(2)$, $SU(3)$ и др.

Лит.: 1) M. r. и м. р. W., On the exponential solution of differential equations for a linear operator, «Comm. Pure and Appl. Math.», 1954, v. 7, p. 649; 2) Wilcox R. M., Exponential operators and parameter differentiation in quantum physics, J. Math. Phys., 1967, v. 8, № 4, p. 862; 3) P. e. c. h. u. k. a. s. P. L., L. i. g. h. t. J. C., On the exponential form of time displacement operators in quantum mechanics, «J. Chem. Phys.», 1966, v. 44, № 10, p. 3897; 4) Д. y. x. e. A. M., Ю. д. и. Г. Л., «Встраивание» квантовой системы и характер стимулированных их пере-ходов, «УФН», 1978, т. 123, в. 5, с. 377; 5) Ю. д. и. Г. Л., Куло-новская ионизация атома быстрым многозарядным иониз., «ЖЭТФ», 1981, т. 80, в. 3, с. 1026; 6) Wei J. W., N. o. r. m. a. n. a. E. Lie algebraic solution of linear differential equations, «J. Math. Phys.», 1963, v. 4, № 4, p. 575. Г. Л. Юдым.

МАГНУСА ЭФФЕКТ — возникновение поперечной силы, действующей на тело, вращающееся в набегавшем на него потоке жидкости (газа); открыт Г. Г. Магнусом (H. G. Magnus) в 1852. Напр., если вращающийся бесконечно длинный круговой цилиндр обтекает безвихре-вый поток, направленный перпендикулярно его обра-зующим, то вследствие вязкости жидкости скорость течения со стороны, где направления скорости v пото-ка и вращения цилиндра совпадают (рис.), увеличи-вается, а на другой стороне, где они противоположны, умень-шается. В результате давление на одной стороне воз-растает, а на другой уменьшается, т. е. появляется по-перечная сила Y ; её величина определяется *Жуковского теоремой*. Аналогич-ная сила возникает и при набегании пото-ка на вращающийся шар, чем объясня-ется вращательный полёт закручен-ного теннисного или футбольного мяча.

Направлена попереч-ная сила всегда с той стороны вращающегося тела, на к-рой направление вращения и направление потока противоположны, к той стороне, на к-рой эти направ-ления совпадают.

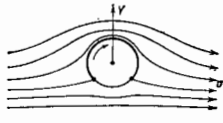
Лит.: П. р. и т. д. Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Х. а. Я. и п. С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971.

МАДЖИ — РИГИ — ЛЕДУКА ЭФФЕКТ — измене-ние теплопроводности проводника (металла, полупро-водника, полуметалла) под действием магн. поля. От-крыт Дж. А. Маджи (G. A. Maggi), А. Риги (A. Righti) и независимо от них С. А. Ледюком (S. A. Leduc) в 1887 на Вн. Относится к продольным *термоманнитным явле-ниям*. М. — Р. — Л. э. обусловлен искривлением траекторий носителей тока в магн. поле под действием *Лоренца сил*, что соответствует уменьшению эф-ф. длины свободного пробега носителей яряда и приво-дит к изменению электронной части теплопроводности. В полупроводниках величина М. — Р. — Л. э. значи-тельно больше, чем в металлах. Измерение М. — Р. — Л. э. позволяет отделять электронную часть теплопро-водности проводника от решёточной.

Лит.: Цид и а. к. о. в. с. к. И. М., Термоманнитные явле-ния в полупроводниках, М., 1960; А. с. к. е. р. в. М., Кинети-ческие эффекты в полупроводниках, Л., 1970; е. г. ж. Э., Элек-тронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985. — Э. М. Шальчик.

МАЗЕР [Maser — аббревиатура от англ. слов: Micro-wave Amplification by Stimulated Emission of Radiation — усиление микроволн (СВЧ) при помощи инду-цированного излучения] — квантовые генераторы и усилители радиодиапазона. См. *Квантовая электроника. Квантовый усилитель*.

МАЗЕР НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ (МЦР) — СВЧ-генератор (усилитель), в к-ром исполь-зуется вынужденное излучение пучка электронов, дви-жущихся по винтовым траекториям в однородном магн. поле (или по трохлоидальным траекториям в скрещен-



ных электрическом и магнитном полях). При движении электронов в магн. поле H_0 по винтовым траекториям взаимодействие электронов с ал.-магн. волной, распространяющейся вдоль магнитного поля $E = -E_0 \exp i(\omega t - k_1 z)$, происходит при выполнении условия **циклотронного резонанса** (свихронизма), к-рое с учётом доплеровской поправки (см. *Доплера эффект*) имеет вид

$$\omega - k_1 v_{\parallel} \approx s \omega_c; \quad s = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1)$$

Здесь v_{\parallel} — поступат. скорость электрона вдоль магн. поля H_0 , ω_c — частота волны, k_{\parallel} — компонента волнового вектора k вдоль H_0 , $\omega_c = eH_0/c\mathcal{E}$ — циклотронная частота, \mathcal{E} — полная энергия, e — заряд электрона. Из (1) ясно, что при $s \geq 1$ в МЦР отсутствует необходимость замедлять волну. Именно это обстоятельство, сближающее МЦР с **квантовыми генераторами**, и определяет его преимущества на миллиметровых и субмиллиметровых волнах перед традиц. СВЧ-генераторами — **магнетроном**, **лампой бегущей волны** (ЛБВ) и др., где для осуществления синхронизма необходимо движение электронов **вблизи замедляющей системы**.

Как и в др. классич. СВЧ генераторах, в МЦР преобразование энергии стационарного электронного пучка в излучение оказывается возможным благодаря группировке частиц полем «затраховочной» волны. Образующиеся электронные сгустки усиливают первичную волну (циклотронная неустойчивость). Такой индуктив. процесс происходит в МЦР вследствие: 1) зависимости ω_c от энергии электрона \mathcal{E} (неизоэнергетичность вращения), к-рая приводит к азимутальной группировке частиц, меняющих свою энергию в процессе взаимодействия с волной; 2) различия поступат. смещений, к-рые приобретают электроны, попавшие в разные фазы пространственно неоднородной волны; этот механизм приводит к продольной (вдоль H_0) группировке частиц.

При квантовой интерпретации этим механизмам отвечают: неэквидистантность энергетич. уровней электрона в магн. поле (см. *Ландау уровни*) и «отдача» при излучении фотона, также ведущая к различию частот волн, испускаемых и поглощаемых электроном. Первый из этих механизмов специфичен и имеет принципиально релятивистскую природу, а второй более универсален и кроме МЦР действует во многих СВЧ-генераторах, в частности в ЛБВ.

Классическая интерпретация. Рассмотрим взаимодействие электронов, первоначально равномерно распределённых на циклотронной окружности, с электрич. полем E волны, имеющим компоненту, вращающуюся с частотой, равной циклотронной частоте электронов (рис. 1, а). В результате взаимодействия циклотронная частота электрона Б, отбирающего энергию у волны, уменьшается и он начинает вращаться медленнее, а циклотронная частота электрона В, отдающего энергию волне, возрастает и он вращается быстрее. Поэтому вблизи электрона А, вращающегося с неизменяющейся частотой, образуется сгусток электронов. Для того чтобы электроны в среднем отдавали свою энергию волне, сгусток должен перемещаться синхронно с тормозящей фазой волны. Для этого частота вращения волны (с учётом доплеровской поправки $\omega - k_1 v_{\parallel}$) должна не только превышать исходную циклотронную частоту электронов.

Квантовая интерпретация. Пусть в исходном состоянии все электроны находятся на p -м уровне Ландау (рис. 1, б). Поскольку неэквидистантность уровней невелика, волна может вызывать переходы с p -го как на более низкие (вынужденное излучение), так и на более высокие (резонансное поглощение) уровни. Для преобладания излучения над поглощением интенсивность спектра волны на частоте $\omega_{p,p-1}$ должна быть выше, чем на частоте $\omega_{p,p+1}$, что и реализуется при $\omega \gtrsim \omega_c$.

Вследствие малой неэквидистантности электроны способны последовательно переходить на всё более низкие уровни, испуская много квантов.

Как и для приборов, основанных на вынужденном излучении электронов, движущихся по прямолиней-

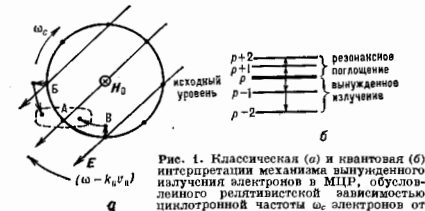


Рис. 1. Классическая (а) и квантовая (б) интерпретации механизма вынужденного излучения электронов в МЦР, обусловленного релятивистской зависимостью циклотронной частоты ω_c электронов от их энергии \mathcal{E} .

ных траекториям, для МЦР существует много вариантов построения как генераторов (МЦР-монотрон, где обратная связь обеспечивается отражением волн от концов резонатора; МЦР со встречной волной — аналог лампы обратной волны и др.), так и усилителей веш. сигнала (МЦР-ЛБВ и МЦР-кларит).

Гиротрон. Из многочисл. вариантов МЦР при слабoreлативистских энергиях электронов наиб. распространены получили генераторные и усилительные разновидности гиротрона (рис. 2). В гиротроне электроны

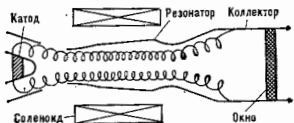


Рис. 2. Схема гиротрона — автогенератора.

слабо взаимодействуют с полем нерегулярного волновода на частоте, близкой к критической, когда фазовая скорость волны $\omega/k_z \gg c$. В таких условиях доплеровская поправка к частоте, равная $k_1 v_{\parallel}$, мала, благодаря чему снижается до минимума уширение спектральной линии (вызванное разбросом поступат. скоростей электронов) и тем самым повышается электронный кнд. Отсутствие замедляющей системы и возможность использования открытых резонаторов делают гиротроны мощными генераторами и усилителями диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн.

Согласно условию (1), длина волны слабoreлативистского гиротрона, работающего на осн. циклотронном резонансе ($s = 1$), связана с величиной магн. поля соотношением:

$$\lambda(\text{мм}) \approx 107/H(\text{кЭ}). \quad (2)$$

Отсюда ясно, что для реализации гиротронов КВ-части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов требуются интенсивные магн. поля $H_0 \sim 100$ кЭ, к-рые обеспечиваются криомагн. системами или импульсными соленоидами.

Гиротроны позволили освоить весь диапазон миллиметровых волн на высоких уровнях мощности (~ 1 МВт в импульсном и сотни кВт в непрерывном режиме) с кнд ~ 30 —40%. Это делает их перспективными для ряда энергетич. приложений, в частности для нагрева плазмы в установках *управляемого термоядерного синтеза*.

При переходе к релятивистским энергиям электронов эффективность гиротрона уменьшается вследствие сли-

звездообразования при свободном выходе из среды фотонов стока (напр., в сильных мазерах OH 1-го типа при РН-пакаче), за счёт различия темп-р электронов и молекул в ударных волнах, за счёт различия темп-ры газа и радиационной температуры, описывающей интенсивность поля излучения в среде, а также, возможно, по ряду др. причин.

Слабый М. з. весьма обычен в космосе и соответствует оптической толщине τ в центре мазерной радиолинии ок. 1—3. Сильный М. з. наблюдается лишь на отд. переходах тех молекул, к-рые имеют подходящую для эфф. накачки систему уровней (см., напр., уровни OH на рис.).

Лит.: Космические мазеры. Об. ст., пер. с англ., М., 1974; Стрельный И. В. С., Космические мазеры. «УФН», 1974, т. 113, с. 463; Морав Д. Ж. М., Революция галактических мазеров, в кн.: На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979; Капелан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Удильский Г. М., Молекулы в астрофизике, М., 1983; Вочикарев Н. Г., Основы физики межзвездной среды, М., 1990. Н. Г. Вочикарев.

МАЙЕРА ДИАГРАММЫ в статистической физике — способ наглядного представления разложения конфигурац. интеграла для классич. идеального газа по степеням плотности. Статистич. сумму газа, состоящего из N молекул, можно представить в след. виде:

$$Z_N = \lambda^{-3N} N! (N!)^{-1} \int \dots \int dr_1 \dots dr_N \prod_{i < k} (1 + f_{ik}),$$

где f_{ik} — *Майера функция*, $\lambda = (h^3/2\pi m k T)^{1/2}$, m — масса молекулы, T — темп-ра. М. д. позволяют упростить разложение Z_N по степеням f_{ik} .

С каждым членом разложения Z_N сопоставляют определённую М. д. (граф). Каждой из переменных интегрирования r_1, \dots, r_N соответствует пронумерованный кружок (вершина графа), а каждому множителю f_{ik} — линия, соединяющая вершины i и k .

Напр., интегралу

$$\lambda^{-9} (6!)^{-1} \int \dots \int dr_1 \dots dr_6 / 12! 2! 2! 3!$$

отвечает шестивершинная М. д. (рис. 1). Графы, в к-рых нет связей между всеми вершинами, наз. несвязными. Граф на рис. 4 несвязный, он состоит из трёх не связанных между собой графов 1—2—4, 5—6, 3.

В *групповом разложении* давления P и плотности $n = N/V$ (V — объём) по степеням активности $Z = \lambda^{-3} \exp(\mu/kT)$ (μ — хим. потенциал):

$$P = kT \sum_{l=1}^{\infty} b_l z^l, \quad n = \sum_{l=1}^{\infty} l b_l z^l,$$

групповые интегралы b_l ,

$$b_l = V^{-1} (l!)^{-1} \int \dots \int \prod_{i < j} f_{ij} dr_1 \dots dr_l, (1 \leq i < j \leq l),$$

определяются лишь связными М. д. (рис. 2).

Рис. 2. Диаграммы Майера для групповых интегралов b_l .

В *вириальном разложении* P по степеням плотности в *вириальные коэффициенты* определяются лишь связными неприводимыми М. д., в к-рых каждая вершина связана с другими более чем одной связью (рис. 3).

Метод М. д., введённый Дж. Майером (J. Mayer) в 1937, был первым диаграммным методом, к-рый ис-

пользовался в теоретич. физике и на к-ром были исследованы общие свойства подобных методов. Позднее диаграммные методы получили широкое распространение

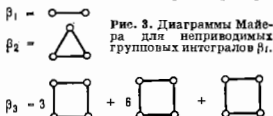


Рис. 3. Диаграммы Майера для групповых интегралов β_l .

в разл. разделах физики, в частности в статистич. механике квантовых систем (см. *Термодинамическая теория возбуждений*) и в квантовой теории поля (см. *Фейнмана диаграммы*).

Лит. см. при ст. *Вириальное разложение*. Д. Н. Зубарев. **МАЙЕРА УРАВНЕНИЕ** — ур-ние, устанавливающее связь между теплёмкостями при пост. давлении C_p и пост. объёме C_v 1 моля идеального газа: $C_p - C_v = R$, где R — *универсальная постоянная*. Впервые было получено Ю. Р. Майером (J. R. Mayer) в 1842 и ещё до работ Дж. П. Джоуля (J. P. Joule) использовано им для количеств. определения *механического эквивалента теплоты*. Для произвольной массы m (μ) вещества в состоянии идеального газа М. у. записывается в виде: $C_p - C_v = (m/\mu)R$, где m — молекулярная масса газа. М. у. можно получить из общего соотношения $C_p - C_v = T(\partial V/\partial T)_p(\partial p/\partial T)_V$ (см. *Термодинамика*), если учесть, что для идеального газа справедливо *Клапейрона уравнение*.

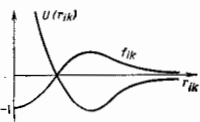
Лит.: Сива у хии Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 2], М., 1976.

МАЙЕРА ФУНКЦИЯ — функция

$$f_{ik} = \exp(-\beta U(r_{ik})) - 1,$$

где $\beta = 1/kT$, T — темп-ра, $U(r_{ik}) = U(|r_1 - r_k|)$ — потенциальная энергия взаимодействия молекул.

М. ф. применяется в теории классич. идеальных газов малой плотности при разложении конфигурац. интеграла по степеням малой плотности. М. ф. ограничена и стремится к нулю при $r_{ik} \rightarrow \infty$ (рис.).



Сравнение потенциала взаимодействия молекул $U(r_{ik})$ и функции Майера f_{ik} .

$$\text{Кроме того, } \exp\left[-\beta \sum_{i < k} U(r_{ik})\right] = \prod_{i < k} (1 + f_{ik}) \approx$$

$$\approx 1 + \sum_{i < k} f_{ik} + \sum_{i < j < k} f_{ij} f_{jk} + \dots$$

Разложение по степеням М. ф. под знаком конфигурац. интеграла соответствует его разложению по степеням плотности (см. *Вириальное разложение*).

Д. Н. Зубарев. **МАЙКЕЛЬСОНА ИНТЕРФЕРОМЕТР** — см. *Интерферометр Майкельсона*.

МАЙКЕЛЬСОНА ОПЫТ — опыт, поставленный впервые А. Майкельсоном (A. Michelson) в 1881 с целью измерения влияния движения Земли на скорость света. Отрицат. результат был одним из осн. эксперим. фактов, к-рые легли в основу *относительности теории*.

В физике кон. 19 в. предполагалось, что свет распространяется в нек-рой универсальной мировой среде — *эфире*. При этом ряд явлений (*абберация света*, *Физо опыт*) приводил к заключению, что эфир неподвижен или частично увлекается телами при их движении. Согласно гипотезе неподвижного эфира, можно наблюдать «эфирный ветер» при движении Земли сквозь эфир и скорость света по отношению к Земле должна зависеть от направления светового луча относительно направления её движения в эфире.

М. о. проводился с помощью интерферометра Майкельсона с равными плечами; одно плечо направлялось по движению Земли, другое — перпендикулярно к нему. При повороте этого прибора на 90° разность хода лучей должна менять знак, вследствие чего должна смещаться интерференционная картина. Расчеты показывают, что такое смещение, выраженное в долях ширины интерференционных полос, равно $\Delta = (2l/\lambda)(v^2/c^2)$, где l — длина плеча интерферометра, λ — длина волны применяемого света (желтая линия Na), c — скорость света в эфире, v — орбитальная скорость Земли. Т. к. величина v/c для орбитального движения Земли порядка 10^{-4} , то ожидавшееся смещение очень мало и в первом М. о. составило всего 0,04. Тем не менее уже на основе этого опыта Майкельсон пришёл к убеждению о неверности гипотез неподвижного эфира.

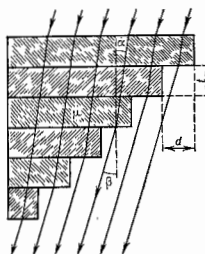
В дальнейшем М. о. неоднократно повторялся. В опытах Майкельсона и Э. У. Морли (E. W. Morley; 1885—87) интерферометр устанавливался на массивной плите, плавающей в ртуть (для плавного вращения). Оптика плеча была доведена до 11 м. При этом ожидавшееся смещение $\Delta \approx 0,4$. Измерения подтверждали отрицательный результат М. о. В 1958 в Колумбийском ун-те (США) было ещё раз продемонстрировано отсутствие неподвижного эфира. Пучки излучения двух одинаковых квантовых генераторов микроволн (мазеров) направлялись в противоположные стороны — по движению Земли и против движения — и сравнивались их частоты. С огромной точностью ($\sim 10^{-9}$ %) было установлено, что частоты остаются одинаковыми, в то время как «эфирный ветер» привёл бы к появлению разницы этих частот на величину, почти в 500 раз превосходящую точность измерений.

В классич. физике отрицательный результат М. о. не может быть понят и согласован с др. явлениями электродинамики движущихся сред. В теории относительности постоянство скорости света для всех инерциальных систем отсчёта принимается как постулат, подтверждаемый большой совокупностью экспериментов.

Лит.: В а в и л о в С. И., Экспериментальные основания теории относительности, Собр. соч. т. 4, М., 1962; Физическая энциклопедия, 1980—1981, М., 1985.

МАЙКЕЛЬСОНА ЭШЕЛОН — многолучевая интерференционный прибор высокой разрешающей силы. Представляет собой набор плоскопараллельных стеклянных или кварцевых пластинок одинаковой толщины, поставленных на оптический контакт так, что их концы образуют ступенчатые лестницы (рис.). Точность изготовления плоскостей пластинок, их параллельность и толщина должны быть порядка $\approx (1/50)\lambda$. Толщина пластинок $t \approx 5$ — 10 мм, число пластинок N около 25—30.

Способ образования когерентных пучков в М. э. и его оптич. схема такие же, как у дифракционной решётки. Угл. распределение интенсивности в результирующей интерференционной картине в плоскости дисперсии также определяется произведе-



Ход лучей в прозрачном эшелоне Майкельсона.

нием двух функций: дифракционной — $(\sin u/u)^2$ при дифракции на одной ступеньке шириной d и интерференционной функции $(\sin Nv/\sin v)^2$, определяемой N когерентных пучков от всех ступенек М. э.:

$$I = A^2 d^2 (\sin u/u)^2 (\sin Nv/\sin v)^2,$$

где A — амплитуда падающей на М. э. световой волны. Если α — угол падения плоской волны, а β — угол дифракции, отсчитываемый от нормали к ступеньке (рис.), то $u = kvd/2$, $v = k(d\beta + vd)/2$, $v = n\sin\alpha + \sin\beta$, $\delta = n\cos\alpha - \cos\beta$, $k = 2\pi/\lambda$, n — показатель преломления материала пластинок М. э., t — высота (толщина) ступеньки; $d\beta + vd = \Delta$ — разность хода между соседними когерентными пучками. Как и в случае дифракц. решётки, направление на интерференц. максимумы определяется из условия $\Delta = m\lambda$, где m — порядок спектра.

В отличие от дифракц. решётки период d в М. э. много больше длины волны λ , и потому ширина дифракц. максимума функции $(\sin u/u)^2$ очень мала, а её макс. значение совпадает с направлением на высокий порядок функции $(\sin Nv/\sin v)^2$. В этом отношении М. э. эквивалентен дифракц. решётке — эшелетту, работающему с концентрированной энергией в высоких порядках спектра. Обычно М. э. используется в условиях нормального падения $\alpha = 0$, а угол β мал.

Для М. э. с $N = 30$, $t = 1$ см, $n = 1,5$, $\lambda = 500$ нм рабочий порядок спектра $m \approx 10^4$, т. е. очень большой, разрешающая сила велика $R \approx 3 \cdot 10^8$, но область дисперсии очень мала $\Delta\lambda \approx 5 \cdot 10^{-2}$ нм, что является существенным недостатком М. э. и требует предварительной высокой степени монохроматизации исследуемого спектра.

Кроме прозрачных М. э. существуют отражательные М. э., у которых на ступеньки наносится отражающее покрытие и работа ведётся в отражённом свете, обычно они применяются в УФ- и ИК-диапазоне. М. э. используются крайне редко из-за трудности их изготовления.

Лит.: К о р о л е в Ф. А., Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., 1953; Т о л д и н с к и й С., Спектроскопия высокой разрешающей силы, пер. с англ., М., 1955.

МАЙОРАНОВСКАЯ ЧАСТИЦА — электрически нейтральная элементарная частица, для к-рой античастица тождественна частице (истинно нейтральная частица). Все известные истинно нейтральные частицы имеют целый спин. На петриавальную возможность существования М. ч. со спином $1/2$ впервые указал в 1937 Ф. Майорана (E. Majorana) — т. н. майорановские нейтрино. Экспериментально майорановские нейтрино пока не обнаружены.

Л. А. Капар. МАЙОРОН (символ M^0) — гипотетич. нейтральная, псевдоскалярная (со спином 0) и отрицат. внутр. чётностью) частица с нулевой массой, претм. взаимодействующая с нейтрино майорановского типа. М. был введён в теорию в 1980 в работе [1] как *кандидатский бозон*, возникающий при спонтанном нарушении симметрии лептонного числа. В результате этого нарушения нейтрино приобретают массы (становятся майорановскими) и появляются взаимодействия, изменяющие лептонное число на два.

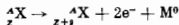
Связь М. с нейтрино описывается членом лагранжиана $\hbar v_L (v_L)^c M^0 + \text{з. с.}$, где v_L — безразмерная константа, v_L^c — оператор поля левого нейтрино (черта означает дираковский сопряжение, индекс c — *зарядовое сопряжение*, з. с. — *эрмитово-сопряжённый член*). При испускании или поглощении М. нейтрино переходит в антинейтрино $\bar{\nu}$, и наоборот. Взаимодействия М. с заряж. лептонами и кварками сильно подавлены; они возникают в высших порядках теории возмущений и (или) в результате смешивания М. с нейтральными Хиггса бозонами. Из-за аксиальной структуры связей М. обмен М. в веществе приводит, как можно показать, к потенциалу $V(r) \sim r^{-3}$ с очень малой константой. М. может приобретать малую массу вследствие дополнит. взаимодействий, явно нарушающих лептонное число [2].

Свойства взаимодействий М. существенно зависят от структуры теории, и прежде всего от величины слабого изоспина М. I_w (см. *Изотопический спин*). В моделях с синглетным М. ($I_w = 0$) [1] все связи М. за исключением связей с правыми (стерильными) нейтри-

во (ν_R), сильно подавлены. Такой М. может ассоциироваться с т. н. видимыми (invisible) *аксионами*. В моделях с триплетным ($L_{\nu} = 1$) [3] М. непосредственно взаимодействует с левыми нейтрино и предсказываемые эффекты могут быть на уровне чувствительности совр. экспериментов. Наиб. важные процессы с участием М. и их следствия таковы.

1) Майороновы распады нейтрино: $\nu \rightarrow \nu' + M^0$, где ν' — более лёгкая компонента, могут иметь времена, много меньше возраста Вселенной, и, следовательно, устранив космологич. ограничения на массу *нейтрино*.

2) Майоронов двойной бета-распад:



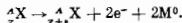
(М. испускается виртуальным нейтрино, рождающимся и поглощающимся в ядре) [4]. Отрицат. результаты поиска такого распада ограничивают константу $\lambda \lesssim 10^{-4}$ [5]. Полулептонные распады λ - и К-мезонов, $\lambda(K) \rightarrow l + \nu + M^0$ (где l — лептон), дают более слабое ограничение: $\lambda \lesssim 10^{-2}$.

3) Фоторождение М.: $\nu + e \rightarrow e + M^0$, приводит к дополнит. охлаждению звёзд, поскольку М. свободно выходит из их внутрь, областей [4]. Наблюдат. данные по красным гигантам и сверхновой SN 1987А с учётом этого обстоятельства дали верхний предел для вакуумного ожидания скалярного поля, нарушающего лептонное число.

4) Майоронный распад Z^0 -бозона: $Z^0 \rightarrow M^0 + H^0$, где H^0 — хиггсовский скаляр, в модели триплетного М. при $m_H \ll m_Z$ (m — масса) имеет парциальную ширину, вдвое большую, чем ширина нейтринного распада. Результаты измерения полной ширины Z^0 на *e⁺e⁻коллайдере* исключают такой дополнит. вклад в ширину, а, значит, и само существование триплетного М.

5) Аннигиляция нейтрино в М.: $\nu + \bar{\nu} \rightarrow M^0 + M^0$, при $h \gtrsim 10^{-6}$ приводит к частичному или полному исчезновению массивных реликтовых нейтрино. Наряду с аннигиляцией процесс рассеяния $\nu + M^0 \rightarrow \nu + M^0$ и индуцированные $\bar{\nu}$ -распады в плотном веществе, $\nu \rightarrow \nu + M^0$, могут существенно повлиять как на динамику гравитат. коллапса звёзд, так и на формирование нейтринного импульса, его энергетику и длительность.

В рамках суперсимметричного обобщения теории (см. *Суперсимметрия*) предложена модель с дублетным М ($L_{\nu} = 1/2$) [7]. В этом случае М. является суперсимметричным партнёром нейтрино. Майороновые ν -распад и двойной бета-распад происходят с участием одновременно двух М., напр.



Эксперим. наблюдение эффектов, связанных с М., свидетельствовало бы о ненулевых массах нейтрино, и наоборот, обнаружение у нейтрино масс, превышающих космологич. ограничения, явилось бы указанием на существование М.

Лит.: 1) Chakashige Y., Mohapatra R. N., Peccei R. D., Spontaneously broken lepton number and cosmological constraints on the neutrino mass spectrum, «Phys. Rev. Lett.», 1980, v. 45, p. 1926; и ж. же, Are the real goldstone bosons associated with broken lepton number?, «Phys. Lett.», 1981, v. 98 B, p. 265; 2) С м и р и в А. О., Несколько тяжёлых нейтрино», «Ядерная физика», 1981, т. 34, в. 6, с. 1547; 3) Gelmini G. B., Ronsevaldi M., Left-handed neutrino mass scale and spontaneously broken lepton number, «Phys. Lett.», 1981, v. 99 B, p. 447; 4) Georgi H., Glashow S. L., Nussinov S., Unconventional model of neutrino masses, «Nucl. Phys.», 1981, v. 193 B, p. 297; 5) Caldwell D. O. и др., Limits on neutrinoless $\beta\beta$ decay including that with majoron emission, «Phys. Rev. Lett.», 1987, v. 215 B, p. 593; 6) Santamaría A., Valle J. W. F., Supersymmetric majoron signatures and solar neutrino oscillations, «Phys. Rev. Lett.», 1988, v. 60, p. 397.

МАКРОЛОРИН РЯД — частный случай *Тейлора ряда*. МАКРОМОЛЕКУЛА (от греч. makros — большой и molekula) — молекула полимера (высокомолекуляр-

ного соединения), образованная одной, несколькими или многими полимерными цепями — линейными, разветвлёнными или кольцевыми. Каждая полимерная цепь состоит из большого числа ковалентно соединённых мономерных звеньев — групп атомов, также соединённых ковалентными хим. связями. Термин «М.» введён Г. Штаудингером (H. Staudinger, 1922), экспериментально установившим тип цепного строения молекул полимеров. Подробнее см. в ст. *Полимеры*.

МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ — совокупность явлений, в к-рых характерные особенности квантовой механики непосредственно проявляются в поведении макроскопич. объектов. В большинстве случаев поведение макроскопич. (содержащих большое число атомов) тел с высокой точностью описывается классич. механикой, так что характерная для квантовой механики величина — постоянная Планка h — не входит в управляющие этим поведением ур-ния. Однако при низких темп-рах существует важный класс вполне макроскопич. экспериментов, в результате к-рых постоянная Планка входит в явном виде и может быть в явн. непосредственно измерена. Б. ч. этих экспериментов связана со *сверхтекучестью* жидкого гелия и *сверхпроводимостью* металлов.

В квантовой механике состояние и движение системы описывается с помощью волновой ф-ции, не имеющей классич. аналога. В рассматриваемых явлениях, однако, волновая ф-ция проявляется как наблюдаемая макроскопич. величина. Это возможно в том случае, когда в системе имеется большое число частиц, находящихся в одном и том же квантовом состоянии.

В матем. аппарате квантовой теории уничтожение и рождение частиц описывается операторами *вторичного квантования* $\hat{\psi}(r,t)$ и $\hat{\psi}^\dagger(r,t)$ (где r — координата, t — время), удовлетворяющим для частиц, подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна, перестановочным соотношениям

$$[\hat{\psi}(r,t)\hat{\psi}^\dagger(r',t) - \hat{\psi}^\dagger(r',t)\hat{\psi}(r,t)] = \delta(r-r') \quad (1)$$

$[\delta(r-r')$ — дельта-функция Дирака]. Если в к.-л. квантовом состоянии системы находится много частиц, матричные элементы операторов в левой части равенства велики и некоммутативностью операторов, т. е. правой частью (1), можно пренебречь. Тогда операторы $\hat{\psi}$ и $\hat{\psi}^\dagger$ переходят в коммутирующие друг с другом классич. ф-ции координат и времени $\psi_0(r,t)$ и $\psi_0^\dagger(r,t)$. Ф-цию $\psi_0(r,t)$ можно назвать макроскопич. в *н* о в о й ф-ц и е й рассматриваемых частиц, и наличие такой ф-ции является свидетельством имеющейся в этом случае макроскопич. *квантовой когерентности*. В простейшем виде такая ситуация реализуется в классич. эл.-магн. поле, к-рое можно рассматривать как совокупность большого числа фотонов, находящихся в близких квантовых состояниях. Однако особенно интересные явления происходят в случае, когда в одном состоянии находится большое число «обыкновенных» частиц, напр. атомов, число к-рых, в отличие от числа фотонов, сохраняется.

Это осуществляется в сверхтекучем ⁴He. При темп-рах ниже темп-ры перехода в гелий происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация*, состоящая в том, что конечная доля атомов гелия переходит в низшее (при данных макроскопич. условиях) квантовое состояние. Будучи пропорциональным полному числу атомов в теле, число атомов в конденсате велико, так что, согласно сказанному выше, они описываются классич. «волновой ф-цией конденсата» $\psi_0(r,t) = |\psi_0| \exp(i\alpha)$. Для покоящегося гелия ψ_0 — просто постоянная. Но если гелий движется, ψ_0 зависит от координат и времени, причём скорость сверхтекучего движения v_s связана с фазой α волновой ф-ции ф-лой

$$v_s = \frac{h}{2\pi m} \nabla \alpha, \quad (2)$$

где m — масса атома гелия. Фла (2) выражает макроскопич. квантовый характер движения сверхтекучего гелия. Действительно, из (2) следует, что циркуляция скорости $\oint v_s dl$ по нек-рому замкнутому контуру в жидкости равна $(h/2\pi m)\delta\alpha$; $\delta\alpha$ — изменение фазы α при обходе контура, к-рое вследствие однозначности ф-ции Ψ_0 должно равняться $2\pi l$, где n — целое число. Т. о., в сверхтекучем гелии

$$\oint v_s dl = \frac{h}{m} n. \quad (3)$$

Это означает наличие в жидкости квантованных вихревых нитей. При приближении к нити скорость v_s возрастает как $h/2\pi m r$, где r — расстояние до нити. Вокруг каждой нити имеется циркуляция скорости, равная h/m .

Такой характер движения сверхтекучего гелия даёт возможность измерения постоянной Планка в прямом макроскопич. механич. эксперименте, поставленном У. Ф. Вайнсом в 1960 [1]. По оси заполненной жидким гелием трубочки радиуса $R=2$ мм была укреплена струна с собств. частотой 500 Гц. Система помещалась между полюсами магнита, и импульсы тока приводили струну в колебания в нек-рой плоскости. Такое колебание можно рассматривать как совокупность двух циркулярно поляризов. колебаний, к-рые в случае покоящегося гелия имеют одну и ту же частоту ν . Затем трубочка приводилась во вращение, и вокруг струны возникло движение гелия с циркуляцией h/m . При этом на струну действовала сила, аналогичная подъёмной силе крыла и равная на единицу длины струны $(h/m^2)\rho_s \mu$, где ρ_s — плотность сверхтекучей части гелия, и μ — скорость струны. Эта сила приводила к расщеплению частот циркулирую. поляризов. колебаний. Можно показать, что $\Delta\nu = \rho_s h/2\pi l m$, где μ — масса единицы длины струны. В эксперименте колебания проявлялись в виде биейи сигнала с частотой 0,45 Гц.

Др. способом определения постоянной Планка в этом эксперименте может служить измерение угл. скорости Ω вращения трубочки, при которой впервые появляются биейи. Согласно теории, $\Omega = (h/2\pi m R^2) \ln(R/a)$, $a \approx 4 \cdot 10^{-8}$ см; в условиях эксперимента эта величина составляла 0,2 рад \cdot с $^{-1}$.

Отметим, что для эффектов данного типа характерна линейная зависимость наблюдаемой величины от h .

Ряд М. к. э. наблюдается в сверхпроводящих металлах. Поскольку электроны подчиняются статистике Ферми — Дирака, в одном квантовом состоянии не может находиться больше одного электрона. Однако при переходе в сверхпроводящее состояние в металле образуются пары из двух электронов с противоположными импульсами и спинами — т. е. куперовские пары. Эти пары, являющиеся бозонами, ниже точки перехода находятся в состоянии бозе-конденсации и характеризуются макроскопич. волновой ф-цией $\Psi_0 = |\Psi_0| \exp(i\alpha)$. Для описания М. к. э. в сверхпроводниках существенно поведение Ψ_0 при калибровочных (градиентных) преобразованиях векторного A и скалярного φ потенциалов эл.-магн. поля. Волновая ф-ция пары ведёт себя при этих преобразованиях как волновая ф-ция частицы с зарядом $2e$ (e — заряд электрона). Соответственно викакие имеющие прямой ф.з. смысл величины не должны меняться при след. преобразованиях A , φ и фазы волновой ф-ции α :

$$A \rightarrow A + \nabla f, \quad \varphi \rightarrow \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial f}{\partial t}, \quad \alpha \rightarrow \alpha + \frac{4\pi e}{hc} f, \quad (4)$$

где f — произвольная ф-ция координат и времени.

Характерным М. к. э. в сверхпроводнике является квантование магнитного потока. Поток индукции через отверстие в массивном сверхпроводнике может быть равен лишь целому кратному от нек-рого «кванта потока» Φ_0 . Для доказательства рассмотрим охватывающий отверстие контур в глубине сверхпроводника (толщи-

ной больше глубины проникновения магн. поля, где магн. поле, а следовательно, и плотность тока отсутствуют (магн. поле вытесняется из сверхпроводника вследствие эффекта Мейснера). Сверхпроводящий ток, как и сверхтекучая скорость в гелии, связан с градиентом фазы волновой ф-ции α . Поэтому при полном отсутствии магн. поля, когда можно считать, что $A=0$ во всём пространстве, условие отсутствия тока имеет вид $\nabla \alpha = 0$. Но при наличии A это соотношение не может быть верным, т. к. оно нарушается при преобразовании (4). Инвариантное относительно (4) условие, очевидно, имеет вид

$$\nabla \alpha - \frac{4\pi e}{hc} A = 0.$$

Принтегрировав (5) по указанному контуру и учитывая, что $\oint \nabla \alpha dl = 2\pi$, а поток магн. индукция

$$\Phi = \int B dS = \int \text{rot} A dS = \oint A dl,$$

получаем

$$\Phi = n\Phi_0, \quad \Phi_0 = \frac{hc}{2|e|} \approx 2,07 \cdot 10^{-7} \text{Гс} \cdot \text{см}^2. \quad (6)$$

Наличие множителя 2 в знаменателе непосредственно связано со спариванием электронов в сверхпроводнике. Тот факт, что для вывода (6) было достаточно рассмотреть область пространства, где магн. поле отсутствует, ярко демонстрирует неклассич. характер эфф.квта.

Квантование потока было экспериментально обнаружено в 1961 В. С. Дивером и У. М. Фарбанком [2], а также Р. Доллом и М. Набауэром [3]. В этих экспериментах использовались оловянные трубочки диам. $(1-1,5) \cdot 10^{-3}$ см и длиной порядка 1 см. Когда в трубке был «заморожен» один вихрь потока, магн. поле в ней равнялось примерно 0,1 Гс. В опытах можно было измерить магн. момент трубочки, а следовательно, и постоянную Планка.

Др. типа М. к. э. возможны в сверхпроводниках 2-го рода. Достаточно сильные магн. поле проникает в них в виде отл. нитей — вихрей Абрикосова (см. *Квантовые вихри*) с толщиной порядка глубины проникновения слабого поля в сверхпроводник. В каждой нити заключён один квант потока.

Очень важные для техн. приложений М. к. э. основаны на *Джозефсона эффекте* [4,5]. Они наблюдаются в сверхпроводящих цепях, в к-рых имеются джозефсоновские контакты — тонкие слои диэлектрика (или несверхпроводящего материала), разделяющие два сверхпроводника. Квантовые туннелирование позволяет электронам переходить из одного сверхпроводника в другой, так что в цепи может течь сверхпроводящий ток. Величина этого тока I должна определяться разностью фаз волновой ф-ции сверхпроводящих пар по обе стороны контакта:

$$I(\alpha) = I(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (7)$$

Ф-ция $I(\alpha)$ строго периодична с периодом 2π , поскольку при изменении фазы на 2π волновая ф-ция Ψ_0 не меняется. Кроме того, она чётная, т. е. изменение знака α соответствует в квантовой механике *обращению времени*, что меняет знак тока.

Из М. к. э. в джозефсоновских контактах рассмотрим нестационарный эффект Джозефсона, к-рый наблюдается при приложении к контакту постоянной разности потенциалов (этот эффект экспериментально обнаружен И. М. Дмитриком и И. К. Янсом в 1964). В отсутствие разности потенциалов явления в цепи стационарны, так что α_1 и α_2 не зависят от времени: $\partial \alpha_1 / \partial t = \partial \alpha_2 / \partial t = 0$. При наличии скалярного потенциала эти равенства обобщаются так, чтобы они оставались инвариантными при преобразованиях (4):

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{4\pi e}{h} \varphi_1 = 0, \quad \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \frac{4\pi e}{h} \varphi_2 = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_1 - \alpha_2) - \frac{4\pi e}{h} V \approx 0, \quad V = \Phi_1 - \Phi_2.$$

Если V не зависит от времени, то $\alpha_1 - \alpha_2 = (4\pi e/h)V(t)$, что даёт для тока

$$I(x) = I \left(\frac{4\pi e V}{h} t + \text{const} \right). \quad (8)$$

Т. о., если к контакту приложено пост. напряжение, в цепи течёт строго периодич. ток. Более подробная теория показывает, что ток $I(x)$ в (7) и (8) является си-нусоидальным с частотой $\nu = 2eV/h$. Монохроматич-ность тока нарушается только флуктуациями напряже-ния в цепи. Рассмотренный эффект позволил уточнить известное значение постоянной Планка.

На основе джозефсоновских контактов созданы полу-ченные широкие распространение сверхпроводящие квантовые интерферометры — СКВИДы. Принципи-альная схема такого прибора содержит включённое в электрич. цепь, разрезанное в двух местах сверхпро-водящее кольцо, причём в разрезе вставлены джозеф-соновские контакты. Рассуждения, аналогичные про-ведённым при выводе (6), показывают, что если кольцо пронизывает поток магн. индукции Φ , то разности фаз на контактах будут отличаться на $2\pi(n + \Phi/\Phi_0)$. Это приводит к зависимости тока в цепи от потока Φ :

$$I = I_0 \sin \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right), \quad (9)$$

что позволяет измерять изменения потока в доли кван-та Φ_0 .

Своеобразна ситуация в сверхтекучем ^3He . Атомы ^3He не являются фермионами, и его сверхтекучесть свя-зана с образованием куперовских пар. В ^3He эти пары образуются, в отличие от пар электронов в обычных сверхпроводниках, с орбитальными и спиновыми угл. моментами, равными единице. Это приводит к тому, что волновая ф-ция пар в ^3He является не скалярной, а тензором 2-го ранга, что обуславливает анизотропию сверхтекучего ^3He и большое разнообразие в нём м. к. э.

В 1980 обнаружен новый тип явлений, к-рый также носит характер м. к. э., — *квантовый Холла эффект*. Он наблюдается при низких темп-рах в инверсном слое — двумерной системе электронов, удерживаемых вблизи границы раздела двух полупроводников перпендикулярным к границе электрич. полем. При нало-жении перпендикулярного слоя магн. поля H энергетич. спектр электронов разбивается на дискретные уровни Ландау. В вырожденном электронном газе заполнены те уровни Ландау, к-рые лежат ниже энергич. ферми-газа, причём на каждом уровне может нахо-диться (на единице поверхности слоя) e^2/h электронов. Холловская компонента тензора поверхностной про-водимости σ_{xy} в сильном магн. поле равна $-Ne^2/h$, где N — поверхностная плотность электронов. Если уров-ень Ферми лежит между n -м и $(n+1)$ -м уровнями Ландау, то $N = (e^2/hc)n$ и

$$\sigma_{xy} = -n \frac{e^2}{h}, \quad (10)$$

т. е. σ_{xy} — квантована. Число электронов, а следова-тельно, и положение уровня Ферми можно менять, изменяя напряжение перпендикулярного электрич. поля V . При тех значениях V , при к-рых уровень Ферми лежит указанным выше образом, на кривой $\sigma_{xy}(V)$ долж-ны иметься плоский участок — «плато» — при кванто-ванном значении σ_{xy} . Приведённый вывод не учиты-вает наличия примесей, к-рые могут связывать часть электронов, и электрон-электронного взаимодействия. На опыте, однако, наблюдаются отчётливые «плато», причём σ_{xy} на них равны значениям (10) с очень высо-кой точностью. Кроме того, имеются, по-видимому, «плато» при дробных рациональных значениях n , что можно интерпретировать как существование квазича-стиц с дробными значениями электрич. заряда. Полное

теоретич. объяснение этих особенностей эксперимента пока отсутствуют. Возможно, что куперовское взаимо-действие между электронами приводит к особому рода квантовой когерентности в этой системе.

Лит.: 1) V и n — W. P., The detection of single quanta of circulation in liquid helium II, «Proc. Roy. Soc.», 1961, v. 260 A, p. 218; 2) D и e в г. B. S. P и в г. W. M. Experimental evidence for quantized flux in superconducting cylinders, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 43; 3) Doll R., Näbauer M., Experimental proof of magnetic flux quantization in a supercon-ducting ring, там же, p. 51; 4) Рули и И. О., Я. П. Литовский, К., Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структу-рах, М., 1970; 5) Барон н. А., Пагерно Д., Эффект Джозефсона: физика и приложения, пер. с англ., М., 1984; 6) Ла-уэн и Л. Э. В. Anomalous quantum Hall effect. An inconsi-derable quantum fluid with fractionally charged excitations, «Phys. Rev. Lett.», 1983, v. 50, p. 1395. См. также лит. при гл. *Квантовая жидкость, Сверхпроводимость, Структурная ст.*

МАКСВЕЛЛ (Макс, Мх) — единица магн. потока в СГС системе единиц. Назв. в честь Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell), 1 Мкс = 10^{-8} Вб (см. Вебер).

МАКСВЕЛЛА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — распределение по скоростям частиц (молекул) макроскопич. физ. систе-мы, находящейся в статич. равновесии, в отсут-ствие внеш. поля при условии, что движение частиц подчиняется законам класси-ч. механики. Установлено Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) в 1859. Согласно М. р., вероятное число частиц в единице объёма, компо-ненты скоростей к-рых лежат в интервалах от v_x до $v_x + dv_x$, от v_y до $v_y + dv_y$, и от v_z до $v_z + dv_z$, рав-но $dw_v = f(v)dv_x dv_y dv_z$, где $f(v) = n(m/2\pi kT)^{3/2} \times \exp[-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2kT]$ — ф-ция распределения Максвелла по скоростям, n — число частиц в единице объёма, m — масса частицы, T — абс. темп-ра. Отсюда следует, что число частиц, абс. значениях ско-ростей к-рых лежат в интервале от v до $v + dv$, равно

$$dw_v = F(v)dv = n(m/2\pi kT)^{3/2} \exp[-mv^2/2kT] 4\pi v^2 dv.$$

Это распределение макс. М. р. по абс. значениям скоро-стей. Ф-ция $F(v)$ достигает максимума при скорости $v_0 = (2kT/m)^{1/2}$, наз. наиб. вероятной скоростью. Для молекул H_2 при $T = 273K$ $v_0 \approx 1500$ м/с. При помощи М. р. можно вычислить ср. значение любой ф-ции от скорости молекулы: ср. квадрат скорости $\langle v^2 \rangle = 3kT/m$, ср. квадратичную скорость $v_{\text{кв}} \equiv \langle v^2 \rangle^{1/2} = (3kT/m)^{1/2}$, ср. арифметич. скорость $\langle v \rangle = (8kT/\pi m)^{1/2}$, к-рая в $(4/\pi)^{1/2}$ раза больше v_0 (рис.).

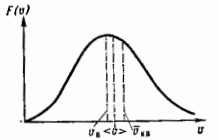
М. р. по отнесит. скоростям молекулы и имеет вид

$$dw_u = n(m/4\pi kT)^{3/2} \exp(-mu^2/4kT) 4\pi u^2 du,$$

откуда следует, что ср. отнесит. скорость молекул равна $\langle u \rangle = \sqrt{2} \langle v \rangle$.

М. р. не зависит от взаимодействия между молекулами и справедливо не только для газов, но и для жидкостей, если для них возможно класси-ч. описание. В случае многоатомных молекул М. р. имеет место для посту-пательн. движения моле-кул (для скоростей их центра тяжести) и не зави-сит от внутримолекулярного движения и вращения даже в том случае, когда для них необходимо кванто-вое описание. М. р. справедливо для броуновского дви-жения частиц, взвешенных в жидкости или газе.

Максвелл использовал для обоснования М. р. *деталь-ного равновесия принцип*. М. р. можно получить из канонического распределения Гиббса для класси-ч. систе-мы, интегрируя по всем пространственным координатам и по всем скоростям, кроме одной, т. к. в класси-ч. случае распределение по скоростям не зависит от рас-пределения по пространственным координатам. М. р. является частным решением *кинетического уравнения Больцмана* для случая статич. равновесия в отсут-



ствие внеш. полей. М. р. обрабат в нуль интеграл столкновения этого ур-ния, выражающего баланс между прямыми и обратными столкновениями. Во внеш. потенциальном поле имеет место распределение Максвелла — Больцмана (см. *Больцманов распределение*). М. р. — предельный случай *Возе — Эйштейна распределения* в Ферми — Дирака распределения в случае, когда можно пренебречь явлением квантового вырождения газа. М. р. подтверждено экспериментально О. Штерном (O. Stern) в 1920 в опытах с молекулярными пучками от источника, помещенного внутри вращающейся цилиндрич. поверхности, и позднее (1947) в опытах И. Эстермана (I. Estermann), О. Симпсона (O. Simpson) и Штерна по свободному падению молекул пучка под действием силы тяжести.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 22; Рамзес Я. П., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1969; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 2 — Термодинамика и молекулярная физика, М., 1979, § 72—74; Хирк Р., Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы, пер. с англ., М., 1976, гл. 1.

МАКСВЕЛЛА СООТНОШЕНИЯ — соотношения между производными термодинами. ф-ций:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_V = -\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S,$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T,$$

где P — давление, T — абс. темп-ра, V — объём, S — энтропия. М. с. можно получить из второго начала термодинамики. Напр., из термодинамич. равенства $dU = TdS - PdV$, где U — внутр. энергия, следует первое М. с. как условие того, что dU есть полный дифференциал. Остальные М. с. следуют из того, что инвариант H , энергия Гельмгольца F и энергия Гиббса G являются характеристическими функциями или термодинамическими потенциалами в переменных S, P, V, T, P, T . Иногда М. с. наз. соотношениями в состоянии.

Лит.: Стегли Г., Фазовые переходы и критические явления, пер. с англ., М., 1973, гл. 2; Новиков И. И., Термодинамика, М., 1984, § 2, 8.

МАКСВЕЛЛА ТЕНЗОР НАТЯЖЕНИЙ — пространственная часть тензора напряжений-импульса эл.-магн. поля:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi} \left[E_\alpha E_\beta + H_\alpha H_\beta - \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} (E^2 + H^2) \right], \quad (1)$$

где E_α, E_β и H_α, H_β — компоненты электр. E и магн. H полей в вакууме, $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$. М. т. вв. введён Дж. К. Максвеллом в 1861. Следуя М. Фарадею (M. Faraday), Максвелл считал причиной электр. и магн. явлений упругие деформации гипотетич. среды — *эфира*. Характерной особенностью сил упругости является возможность сведения их к натяжениям (напряжениям), возникающим в деформиров. средах. Если f_α — компонент силы, действующий на единицу объёма упругой среды, то суммарный α -компонент силы, действующий на нек-рый объём V , сводится к интегралу сил натяжений по поверхности этого объёма:

$$\int f_\alpha dV = \oint \sigma_{\alpha\beta} dS_\beta, \quad (2)$$

где dS_β — компоненты элемента поверхности dS , направленного по внеш. нормали к поверхности. Т. о., $\sigma_{\alpha\beta}$ представляет собой α -й компонент силы, действующей на единицу поверхности, перпендикулярный β -й оси. Если известны поля E и H вне нек-рого тела, находящегося в вакууме, то М. т. н. позволяет найти силу, действующую на тело. Так, напр., учитывая, что у поверхности проводника напряжённость поля E имеет только нормальную составляющую, из (1) легко найти, что на единицу поверхности проводника действует сила «отрицательного» давления (давление

направлено наружу от проводника) $E^2/8\pi$. Аналогично на единицу поверхности сверхпроводника, помещённого в магн. поле, действует сила «положительного» давления, равная $H^2/8\pi$. Различие в знаке силы связано с тем, что у поверхности сверхпроводника, выталкивающего магн. поле, напряжённость поля H имеет только тангенциальную составляющую. М. т. н. позволяет определять величину *давления света*. Напр., пусть плоская монохроматич. световая волна падает по нормали на поверхность диэлектрика и поглощается им. Т. к. вблизи поверхности диэлектрика поля E и H имеют только тангенциальные составляющие, то, согласно (1), давление световой волны на диэлектрик равно плотности энергии эл.-магнитного поля $(E^2 + H^2)/8\pi$.

Выражение (2) справедливо только в том случае, если компоненты тензора натяжений связаны с плотностью объёмных сил дифференц. соотношением

$$\frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = f_\alpha. \quad (3)$$

Используя *Максвелла уравнения*, из (3) получаем след. выражение для объёмной силы:

$$f = \rho E + \frac{1}{c} [jH] + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} [EH], \quad (4)$$

где ρ — плотность электр. заряда, j — плотность электр. тока. Соотношение (4) связывает плотность объёмной силы со скоростью изменения механич. импульса (*Лоренца силой*) и со скоростью изменения импульса эл.-магн. поля.

В случае материальной среды Максвелл предполагал, что тензор натяжений имеет вид

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi} \left[E_\alpha D_\beta + H_\alpha B_\beta - \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} (ED + HB) \right], \quad (5)$$

где D_α, B_β — компоненты электр. и магн. индукции. Тензор (5) в общем случае несимметричен. Система объёмных сил может быть заменена эквивалентной системой натяжений только тогда, когда тензор натяжений симметричен (в противном случае момент объёмных сил будет отличаться от момента сил натяжений).

В макроскопич. электродинамике существуют разл. конкурирующие выражения для тензора энергии-импульса эл.-магн. поля в среде. Основные из них: симметричный тензор Абрагама и несимметричный тензор Мияковского, пространственной частью к-рого является выражение (5). Тензор натяжений, получающийся из (5) симметризацией по индексам α и β , был введён Г. Р. Герцем (H. R. Hertz) и представлял собой симметричную часть тензора энергии-импульса Абрагама в системе покоя материальной среды как целого. Существование различных допустимых выражений для тензора энергии-импульса и соответственно для тензора натяжений эл.-магн. поля в среде (в т. ч. и несимметричных) вызвано двумя обстоятельствами. Первое связано с тем, что два тензора натяжений $\sigma_{\alpha\beta}$ и $\sigma'_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta} + \tau_{\alpha\beta}$ определяют одну и ту же наблюдаемую объёмную силу f_α , если $\partial \tau_{\alpha\beta} / \partial x_\beta = 0$, а т. к. система натяжений рассматривается как нек-рое вспомогат. построение, то тензоры $\sigma_{\alpha\beta}$ и $\sigma'_{\alpha\beta}$ эквивалентны. Второе обстоятельство заключается в том, что тензор натяжений эл.-магн. поля в среде представлял собой только часть полного тензора натяжений $\sigma_{\alpha\beta}^{\text{полн}} = \sigma_{\alpha\beta}^{\text{полн}} + \sigma_{\alpha\beta}^{\text{вещества}}$. Разделение полного тензора натяжений на «полевую» и «вещественную» части может осуществляться разл. способами, каждый из к-рых обладает своими преимуществами.

В случае изотропной среды с диэлектрич. проницаемостью ϵ и магн. проницаемостью μ М. т. н. (5) симметричен и имеет вид

$$\sigma_{ab} = \frac{1}{4\pi} [eE_a E_b + \mu H_a H_b - \frac{1}{2} (eE^2 + \mu H^2)]. \quad (6)$$

Если поля E и H стационарны, то из соотношений (6) и (3) следует выражение для плотности объемной силы:

$$f = f_0 = \rho E + \frac{1}{c} [jH] - \frac{1}{8\pi} E^2 \text{grad } e - \frac{1}{8\pi} H^2 \text{grad } \mu. \quad (7)$$

В М. т. н. (6) и соответственно в выражениях для плотности объемной силы (7) не учтена зависимость e и μ от плотности среды, ответственная за возникновение магнито- и электрострикционных явлений — уругих деформаций, вызываемых в материальных средах эл.-магн. полями.

Если поля E и H нестационарны, то из (6) и (3) следует, вместо (7), соотношение

$$f = f_0 + \frac{e\mu}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} [EH]. \quad (8)$$

Какалось бы, в рассматриваемом случае изотропной среды не возникает никаких затруднений. М. т. н. симметричен, нет разгласий в том, как он выглядит, и как будто бы однозначно интерпретируется соотношение (8), аналогичное соотношению (4) для случая вакуума: второе слагаемое в (8) естественно считать скоростью изменения плотности импульса эл.-магн. поля в среде, равной, следовательно,

$$g^M = e\mu [EH]/4\pi c$$

(такой считал плотность импульса в среде Г. Минковского, Н. Minkowski, 1908). Однако, согласно М. Абрагама (М. Abraham, 1909), плотность импульса эл.-магн. поля в среде $g^A = [EH]/4\pi c$. Приняв для плотности импульса в среде выражение Абрагама, можно переписать соотношение (8) в виде

$$f = f_0 + f^A + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} [EH]. \quad (9)$$

Теперь последнее слагаемое в (9) описывает скорость изменения плотности импульса эл.-магн. поля в среде, а величина

$$f^A = \frac{e\mu}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} [EH] \quad (10)$$

представляет собой т. н. силу Абрагама. В 1975—77 предприняты попытки непосредств. измерения этой крайне малой силы. Объемная сила, соответствующая силе Абрагама (10), была обнаружена в эксперименте канад. физиков (Walker G. B., Lahoz D., Walker G., «Can. J. Phys.», 1975, в. 53, р. 2577). Ее существование свидетельствует в пользу выбора симметричного тензора энергии-импульса эл.-магн. поля в среде (и соответствующего симметричного М. т. н. в форме Абрагама.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987.

Ю. П. Степановский.

МАКСВЕЛЛА УРАВНЕНИЯ

Содержание:

| | |
|---|----|
| 1. Краткая история | 33 |
| 2. Каноническая форма в интегральной форме | 33 |
| 3. Максвелла уравнения в дифференциальной форме | 33 |
| 4. Общая характеристика Максвелла уравнений | 34 |
| 5. Максвелла уравнения для комплексных амплитуд | 34 |
| 6. Алгебраические Максвелла уравнения | 34 |
| 7. Материальные уравнения | 35 |
| 8. Граничные условия | 35 |
| 9. Двойственная симметрия Максвелла уравнений | 36 |
| 10. Максвелла уравнения в четырехмерном представлении | 37 |
| 11. Лоренц-инвариантность Максвелла уравнений | 37 |
| 12. Латлантность для электромагнитного поля | 38 |
| 13. Единственность решений Максвелла уравнений | 38 |
| 14. Классификация приближений Максвелла уравнений | 38 |
| 15. Максвелла уравнения в различных системах единиц | 39 |

Максвелла уравнения — ур-ния, к-рым подчиняется (в пределах применимости классической макроскопич. электродинамики, см. *Электродинамика классическая*), электромагнитное поле в вакууме и сплошных средах.

1. Краткая история

Установлению М. у. предшествовал ряд открытий законов взаимодействий заряженных, намагниченных и токовесущих тел (в частности, законов Кулона, Био — Савара, Ампера). В 1831 М. Фарадей (М. Faraday) открыл закон эл.-магн. индукции и примерно в то же время ввел понятие электрич. и магн. полей как самостоят. физ. субстанций. Опираясь на фарадеевское представление о поле в введя ток смещения, равнозначный по своему магн. действию обычному электрич. току, Дж. К. Максвелл (J. C. Maxwell, 1864) сформулировал систему ур-ний, названную впоследствии ур-ниями Максвелла. М. у. функционально связывают электрич. я магн. поля с зарядами и токами и охватывают собой все известные закономерности макроэлектродинамики. Впервые о М. у. было доложено на заседании Лондонского Королевского общества 27 окт. 1864. Первоначально Максвелл прибегал к всякогомат. механич. моделям «эфира», но уже в «Трактате об электрич. и магнетизме» (1873) эл.-магн. поле рассматривалось как самостоят. физ. объект. Физ. основа М. у. — принцип близкодества, утверждающий, что передача эл.-магн. возмущений от точки к точке происходит с конечной скоростью (в вакууме со скоростью света c). Он противопоставляется ньютоновскому принципу дальнедействия, сводящемуся к мгновенной передаче воздействий на любое расстояние ($c \rightarrow \infty$). Матем. аппаратом теории Максвелла послужил векторный анализ, представленный в инвариантной форме через *кватернионы* Гамильтона. Сам Максвелл считал, что его заслуга состоит лишь в матем. оформлении идей Фарадея.

2. Каноническая форма

Канонич. форма записи, принятая ныне, принадлежит Г. Герцу (Н. Hertz) и О. Хевисайду (O. Heaviside) и основана на использовании не кватернионных, а *векторных полей*: напряженности электрического поля E , напряженности магнитного поля H , векторов электрической индукции D и магнитной индукции B . М. у. связывают их между собой, с плотностью электрического заряда ρ и плотностью электрического тока j , к-рые рассматриваются как источники:

$$[\nabla H] = \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (1)$$

$$[\nabla E] = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla B = 0, \quad (3)$$

$$\nabla D = 4\pi \rho. \quad (4)$$

Здесь использована Гаусса система единиц (о записи М. у. в др. системах см. в разделе 15). Входящие в (1) — (4) величины E, D, j являются истинными, или полярными, векторами (а величина ρ — истинным скаляром), поля H и B — псевдовекторами, или аксиальными векторами. Все эти величины предполагаются непрерывными (вместе со всеми производными) функциями времени t и координат r ($r_\alpha = x_\alpha, \alpha = 1, 2, 3$). Следовательно, в ур-ниях (1) — (4) не учитывается ни дискретная структура электрич. зарядов и токов, ни квантовый характер самих полей. Учет дискретности истинных источников может быть произведен даже в доквантовом (классич.) приближении с помощью Лоренца — Максвелла уравнений.

3. Максвелла уравнения в интегральной форме

Используя Гаусса — Остроградского формулу и Стокса формулу, ур-ниями (1) — (4) можно придать форму интегральных:

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \int \mathbf{j} dS + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{D} dS, \quad (1a)$$

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{B} dS, \quad (2a)$$

$$\oint \mathbf{B} dS = 0, \quad (3a)$$

$$\oint \mathbf{D} dS = 4\pi \int \rho dV. \quad (4a)$$

Криволинейные интегралы в (1a), (2a) берутся по произвольному замкнутому контуру (их наз. циркуляциями векторных полей), а стоящие в правых частях поверхностные интегралы — по поверхностям, ограниченным этими контурами (опирающимися на них), причём направление циркуляции (направление элемента контура $d\mathbf{l}$) связано с направлением нормали к S (вектор dS) правосторонним соотношением (если в качестве исходного выбрано пространство с правыми системами координат). В интегралах по замкнутым поверхностям (S) в (3a), (4a) направление вектора элемента площади dS совпадает с наружной нормалью к поверхности; V — объём, ограниченный замкнутой поверхностью S .

М. у. в форме (1a) — (4a) предназначаются не только для изучения топологии, свойств эл.-магн. полей, но и являются удобным аппаратом решения конкретных задач электродинамики в системах с достаточно высокой симметрией или с априори известными распределениями полей. Кроме того, в матем. отношении эта система ур-ний содержательнее системы (1) — (4), поскольку пригодна для описания разрывных, недифференцируемых распределений полей. Но в отношении физ. пределов применимости обе системы ур-ний равнозначны, т. к. любые скачки полей в макрорелевационных пределах рассматриваются как пределы микромасштабно плавных переходов, с тем чтобы внутри них сохранялась возможность усреднения ур-ний Лоренца — Максвелла. С этими оговорками резкие скачки можно описывать и в рамках М. у. (1) — (4), прибегая к аппарату обобщённых функций.

Наконец, М. у. в интегральной форме облегчают физ. интерпретацию мн. эл.-магн. явлений и поэтому наиболее сопоставляются с теми экспериментально установленными законами, к-рым они обязаны своим происхождением. Так, ур-ние (1a) есть обобщение Био — Савара закона (с добавлением к току $I = \int_S \mathbf{j} dS$ максвелловского смещения тока). Ур-ние (2a) выражает закон индукции Фарадея; иногда его правую часть переобозначают через «магн. ток смещения»

$$I_{\text{см}}^m = \int_S \mathbf{j}_{\text{см}}^m dS = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \Phi_B}{\partial t}, \quad j_{\text{см}}^m = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

где $j_{\text{см}}^m$ — плотность «магн. тока смещения», Φ_B — магн. поток. Ур-ние (3a) связывают с именем Гаусса (С. F. Gauß), установившим соленоидальность поля \mathbf{B} , обусловленную отсутствием истинных магн. зарядов. Впрочем вопрос о существовании магнитных монополей пока остаётся открытым. Но соответствующее обобщение М. у. произведено (Хевисайд, 1885) на основе принципа двойственной симметрии М. у. (см. в разделе 9), для чего в (2) и (2a) наряду с магн. током смещения вводится ещё и «истинный» магн. ток (процедура, обратная проделанной когда-то Максвеллом с элетрич. током в первом ур-нии), а в ур-ние Гаусса (3), (3a) — магн. заряд

$$Q^m = \frac{1}{4\pi} \int \rho^m dV = \frac{1}{4\pi} \oint \mathbf{B} dS,$$

где ρ^m — плотность магн. заряда. Фактически все экспериментальные установки для регистрации ожидаемых магнитных монополей основаны на этом пред-

положении. Наконец, ур-ние (4a) определяет поле свободного элетрич. заряда; его иногда называют законом Кулона (Ch. A. Coulomb), хотя, строго говоря, оно не содержит утверждения о силе взаимодействия между зарядами, да и к тому же справедливо не только в электростатике, но и для систем с произвольными изменениями поля во времени. На тех же основаниях иногда и ур-ние (1a) связывают с именем Ампера (A. Ampère).

4. Общая характеристика Максвелла уравнений

Совокупность М. у. (1) — (4) составляет систему из восьми (двух векторных и двух скалярных) линейных дифференц. ур-ний 1-го порядка для четырёх векторов (\mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{H} , \mathbf{D}). Источники (скаляр ρ и вектор \mathbf{j}) не могут быть заданы произвольно; применяя операцию (7) к ур-нию (1) и подставляя результат в (4), получаем:

$$\nabla \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (5)$$

или в интегральной форме:

$$\oint \mathbf{j} dS + \frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV = 0. \quad (5a)$$

Это ур-ие непрерывности для тока, содержащее в себе закон сохранения заряда для замкнутых изолиров. областей ($\oint \mathbf{j} dS = 0$, $\int \rho dV = \text{const}$), — один из фундам. физ. принципов, подтверждаемых в любых экспериментах.

Ур-ния (1) — (4) распадаются на два самостоят. «блока»: ур-ния (1) и (4), соединяющие векторы \mathbf{D} , \mathbf{H} и источники ρ , \mathbf{j} , и ур-ния (2) и (3) — однородные ур-ния для \mathbf{E} и \mathbf{B} , не содержащие источников. Ур-ния (2) и (3) допускают получение общего решения, в к-ром \mathbf{E} и \mathbf{B} выражаются через т. н. потенциалы электромагнитного поля A^e и Φ^e . При этом ур-ние (3) «почти следует из (2)», т. к. операция (7), применённая к (2), даёт $\nabla \mathbf{B} = \text{const}$, что отличается от (3) только константой, определяемой нач. условиями. Аналогично ур-ние (4) «почти следует из (1) и ур-ния непрерывности (5)».

Система М. у. (1) — (4) не является полной: по существу, она связывает 4 векторные величины двумя векторными ур-ниями. Её замыкание осуществляется путём добавления соотношений, связывающих векторы 1-го «блока» \mathbf{D} и \mathbf{H} с векторами 2-го «блока» \mathbf{E} и \mathbf{B} . Эти соотношения зависят от свойств среды (материальных сред), в к-рых происходит эл.-магн. процесс, и наз. материальными ур-ниями (см. раздел 7).

5. Максвелла уравнения для комплексных амплитуд

В силу линейности системы (1) — (4) для её решений справедлив суперпозиции принцип. Часто оказывается удобным фурье-представление общего решения (1) — (4) как ф-ции времени (см. Фурье преобразование). Записывая временной фактор в виде $\exp(i\omega t)$, для комплексных фурье-амплитуд (\mathbf{E}_ω , \mathbf{H}_ω и т. д.) получаем систему ур-ний

$$[\nabla \mathbf{H}_\omega] - \frac{i\omega}{c} \mathbf{D}_\omega = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_\omega, \quad (16)$$

$$[\nabla \mathbf{E}_\omega] + \frac{i\omega}{c} \mathbf{B}_\omega = 0, \quad (26)$$

$$\nabla \mathbf{B}_\omega = 0, \quad (36)$$

$$\nabla \mathbf{D}_\omega = 4\pi \rho_\omega. \quad (46)$$

Система (16) — (46) в нек-ром смысле удобнее (1) — (4), ибо упрощает применение к эл.-динамик. системам, обладающим временной дисперсией (см. раздел 7), т. е. зависимостью параметров от частоты ω .

6. Алгебраические Максвелла уравнения

Если распространить (в силу линейности М. у.) фурье-разложение и на зависимость полей от пространственных координат, т. е. представить общее решение ур-ний (1) — (4) в виде суперпозиции плоских волн ти-

на $\text{exp } i(\omega t - \mathbf{k}r)$ (\mathbf{k} — волновой вектор), то для фурье-компонентов поля ($E_{\omega, \mathbf{k}}$ и т. д.) получим систему алгебраич. ур-ний:

$$[ikH_{\omega, \mathbf{k}}] - \frac{i\omega}{c} D_{\omega, \mathbf{k}} = \frac{4\pi}{c} j_{\omega, \mathbf{k}}, \quad (1a)$$

$$[ikE_{\omega, \mathbf{k}}] + \frac{i\omega}{c} B_{\omega, \mathbf{k}} = 0, \quad (2a)$$

$$(ikB_{\omega, \mathbf{k}}) = 0, \quad (3a)$$

$$(ikD_{\omega, \mathbf{k}}) = 4\pi\rho_{\omega, \mathbf{k}}. \quad (4a)$$

Такое сведение М. у. к набору ур-ний для осцилляторов (осцилляторов поля) составляет важный этап перехода к квантовой электродинамике, где эл.-магн. поле рассматривается как совокупность фотонов, характеризующихся энергиями $\hbar\omega$ и импульсами $\hbar\mathbf{k}$, $|\mathbf{k}| = \omega/c$. Однако и в макроелектродинамике представления (1a) — (4a) оказываются иногда вполне адекватными физ. сущности процессов: напр., при выделении откликов высокочастотных систем (см. *Объемный резонатор*) или при изучении механизма формирования мод со сложной пространственной структурой из набора плоских волн и т. п. Наконец, М. у. в форме (1a) — (4a) удобны для описания свойств эл.-динамич. систем, обладающих не только временной, но и пространственной дисперсией, если последняя задается в виде зависимости параметров от волнового вектора \mathbf{k} .

7. Материальные уравнения

В макроелектродинамике материальные связи, характеризующие эл.-магн. свойства сред, вводятся феноменологически; они находятся либо непосредственно из эксперимента, либо на основании модельных представлений. Существуют два способа описания: в одном векторы E и H считаются исходными и материальные ур-ния задаются в виде $D = D(E, H)$ и $B = B(E, H)$, в другом — за исходные берутся векторы 2-го «блока» E и B , и соответствующие материальные связи представляются иначе: $D = D(E, B)$, $H = H(E, B)$. Оба описания совпадают для вакуума, где материальные уравнения вырождаются в равенства $D = E$ и $B = H$.

Рассмотрим простейшую модель среды, характеризующую мгновенным, локальным поляризац. откликом на появляющиеся в ней поля E и H . Под действием поля E в такой среде возникает элктрич. поляризация $P^e(E)$ (см. *Поляризации вектор*), а под действием поля H — магн. поляризация $P^m(H)$. Чаще её наз. *магнетичностью* и обозначают M .

Материальные ур-ния для таких сред имеют вид

$$D = E + 4\pi P^e(E), \quad (6)$$

$$B = H + 4\pi M(H). \quad (7)$$

При этом индуцированные в среде элктрич. заряды $\rho_{\text{св}}$, связываемые или поляризац. зарядами с плотностью $\rho_{\text{св}}^e$, а токи, обусловленные их изменениями, — поляризац. токами с плотностью $j_{\text{св}}^e$:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{св}}^e &= -\nabla P^e(E), \\ j_{\text{св}}^e &= \frac{\partial}{\partial t} P^e(E), \\ \nabla j_{\text{св}}^e + \frac{\partial}{\partial t} \rho_{\text{св}}^e &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Эти понятия были перенесены и на магн. поля, что можно выразить в виде системы ур-ний, аналогичной (8):

$$\begin{aligned} \rho_{\text{св}}^m &= -\nabla M(H), \\ j_{\text{св}}^m &= \frac{\partial M(H)}{\partial t}, \\ \nabla j_{\text{св}}^m + \frac{\partial}{\partial t} \rho_{\text{св}}^m &= 0, \end{aligned}$$

и только потом выяснилось, что истинными источниками намагничивания среды оказались элктрич. токи $j_{\text{св}}^e = c[\nabla M(B)]$, а не магн. заряды. Поэтому терминология сложилась на основе физической «векторной» системы

$$[\nabla H] = \frac{4\pi}{c} j^e + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t},$$

$$\nabla H = 4\pi\rho_{\text{св}}^m(H),$$

тогда как следовало бы принять беззарядовые ур-ния

$$[\nabla B] = \frac{4\pi}{c} j^e + \frac{4\pi}{c} j_{\text{св}}^e + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\nabla B = 0,$$

что равносильно замыканию исходных М. у. (1) — (4) с помощью материальных связей

$$H = B - 4\pi M(B). \quad (7a)$$

Из (6) и (7a) следует, что 2-й вариант представления материальных соотношений, в к-ром постулируются в качестве исходных векторы E и B , физически предпочтительнее.

В модели Лоренца — Максвелла усреднение микрополя $H_{\text{микро}}$, произведенное с учётом выклада со стороны индуциров. полей, приводит к ур-ниям (9) и соответственно $\langle H_{\text{микро}} \rangle = B$. Однако обычно параметры сред вводятся с помощью ур-ний (7), что облегчает двоякую симметризацию ф-л (подробнее см. в разделе 9). Напр., скалярные восприимчивости сред (χ^e , χ^m) определяются соотношениями

$$P^e = \chi^e E, \quad P^m = \chi^m H$$

и позволяют ввести *дизметрическую проницаемость* ϵ и *магнитную проницаемость* μ :

$$D = \epsilon E, \quad B = \mu H, \quad \epsilon = 1 + 4\pi\chi^e, \quad \mu = 1 + 4\pi\chi^m. \quad (10)$$

Простейшие модели сред характеризуются пост. значениями ϵ и μ . В случае вакуума $\epsilon = \mu = 1$, $\chi^e = \chi^m = 0$. Классификация разл. сред обычно основывается на материальных ур-ниях типа (10) и их обобщениях. Если проницаемости ϵ и μ не зависят от полей, то М. у. (1) — (4) вместе с материальными ур-ниями (10) остаются линейными, поэтому о таких средах говорят как о линеяных средах. При наличии зависимостей $\epsilon = \epsilon(E, B)$, $\mu = \mu(E, B)$ среды наз. нелинейными; в решении М. у. в *нелинейных средах* не удовлетворяют принципу суперпозиции. Если проницаемости зависят от координат $\epsilon = \epsilon(r)$, $\mu = \mu(r)$, то говорят о неоднородных средах, при зависимости от времени $\epsilon = \epsilon(t)$, $\mu = \mu(t)$ — о нестационарных средах (иногда также эл.-динамич. системы наз. параметрическими). Для *анизотропных сред* скаляры ϵ , μ в (10) заменяются на тензоры: $D_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta} E_\beta$, $B_\alpha = \mu_{\alpha\beta} H_\beta$, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ (по дважды встречающимся индексам производится суммирование). Важное значение имеют также эффекты запаздывания и нелокальности отклика среды на внеш. поля. Значение индуциров. поляризации P^e , напр. в момент t , может определяться, вообще говоря, значениями полей во все предыдущие моменты времени, т. е.

$$P^e = \int_{-\infty}^t \chi^e(t-t') E(t') dt',$$

что при преобразовании Фурье по времени приводит к зависимости $\epsilon(\omega)$ [соответственно $\mu(\omega)$]. Такие среды наз. средами с временной (частотной) дисперсией или просто *диспергирующими средами*. Аналогичная связь устанавливается и для нелокальных взаимодействий, когда отклик в точке r зависит от значения полей,

строго говоря, во всех окружающих точках r' , но обычно всё-таки в пределах нек-рой конечной её окрестности: $D(r) = \int [e(r-r')E(r')dV'$. При преобразовании Фурье по r это приводит к появлению зависимостей $\epsilon(k)$ и $\mu(k)$; такие средн. значения с пространственной дисперсией (см. *Дисперсия пространственных*).

В проводящих средах входящая в М. у. (1) — (5) плотность тока $j(r,t)$ состоит из двух слагаемых: одно по-прежнему является сторонним током $j_{ст}$, обусловленным заданным перемещением электрич. зарядов под действием сторонних сил (обычно электр. поля, происходящего от полей, определяемых системой М. у., и связанным с ними материальными у-ниями вида $j_{пр} = j_{пр}(E, B)$). В простейшем случае эта зависимость сводится к локальному *Ома закону*:

$$j^e = j_{ст}^e + j_{пр}^e = j_{ст}^e + \sigma E, \quad (11)$$

где σ — *электропроводность* (проводимость) среды. Иногда в (11) вводит обозначение $j_{ст}^e = \sigma E_{ст}$, благодаря к-рому различают системы с заданными токами и системы с заданными полями (напряжениями). Для несвязанных во времени полей, подчинённых у-ниям (16) — (46) и материальным связям (10) и (11), вводится комплексная диэлектрич. проницаемость, объединяющая (10) и (11), $\tilde{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon''$, мнимая часть к-рой обусловлена проводимостью и определяет *диссипацию энергии эл.-магн. поля* в среде. По аналогии вводится комплексная магн. проницаемость $\tilde{\mu} = \mu' - i\mu''$, мнимая часть к-рой обуславливает потери, связанные с перемещением среды. Комплексные проницаемости в общем случае зависят от частоты ω и волнового вектора k ; эти зависимости не могут быть произвольными: *причинности принцип* связывает их действительные и мнимые части *Крамерса — Кроника соотношениями*.

В общем случае вид материальных у-ний зависит также и от системы отсчёта, а в к-рой эти у-ния рассматривают. Так, если в неподвижной системе K среда характеризуется простейшими у-ниями (10), то в инерциальной системе K' , движущейся относительно K с пост. скоростью u , появляется аннотропия:

$$\begin{aligned} D'_\parallel &= \epsilon E', & H'_\parallel &= \frac{1}{\mu} B'_\parallel, \\ D'_\perp &= \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1} \left\{ \epsilon \left(E'_\perp - \frac{1}{c} [u B'] \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\mu} \left[\frac{u}{c} (B' + \left[\frac{u}{c} E' \right]) \right] \right\}, & (12) \\ H'_\perp &= \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1} \left\{ \frac{1}{\mu} \left(B'_\perp + \left[\frac{u}{c} D' \right] \right) - \right. \\ &\quad \left. - \epsilon \left[\frac{u}{c} (D' - \left[\frac{u}{c} H' \right]) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где индексы \parallel и \perp обозначают продольные и поперечные k и составляющие векторов. В рамках алгебры М. у. (16) — (46) материальные у-ния (12) могут быть переписаны в виде

$$D'_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta}(\omega, k) E'_\beta, \quad B'_\alpha = \mu_{\alpha\beta}(\omega, k) H'_\beta,$$

что можно трактовать как наличие временной и пространственной дисперсии. Исследование процессов с материальными связями типа (12) составляет предмет *электродинамики движущихся сред*. Заметим, что хотя характеристики ϵ и μ удобно симметризуя материальные у-ния, их введение не является непременно условием замыкания М. у. Соответствующей перенормировкой допустимо свести описание магн. поля к одностороннему, т. е. сделать $B = H$, $\mu = 1$, но при этом

даже для изотропной среды диэлектрич. проницаемость становится тензором, она различна для вихревых и потенциальных полей. Физически это связано с неоднородностью модельного представления дипольных моментов, во всяком случае при $\omega \neq 0$ они могут равноправно интерпретироваться и как зарядовые, и как токовые.

8. Граничные условия

Поскольку М. у. справедливы для любых (в рамках применимости макрорелевационной) неоднородных сред, то в областях резкого изменения их параметров иногда можно игнорировать тонкую структуру распределения полей в переходном слое и ограничиться «сглаженным» полем по равные стороны от него, заменив тем самым переходный слой матеи. поверхностью — границей, линейной толщиной. Если внутри переходной области имелись заряды с объёмной плотностью ρ или токи с объёмной плотностью j , то при сжатии слоя Δz поверхность сохраняются их интегральные значения — вводятся поверхностные заряды $\rho_{пов}$ и поверхностные токи $j_{пов} = \int \rho dx, j_{пов} = \int j dx$, где Δz — толщина переходного слоя.

Применение М. у. и у-ния непрерывности приводит к следующим граничным условиям:

$$[n_{1,2}(H_2 - H_1)] = \frac{4\pi}{c} j_{пов}, \quad (1c)$$

$$[n_{1,2}(E_2 - E_1)] = 0, \quad (2c)$$

$$n_{1,2}(B_2 - B_1) = 0, \quad (3c)$$

$$n_{1,2}(D_2 - D_1) = 4\pi \rho_{пов}, \quad (4c)$$

$$n_{1,2}(j_2 - j_1) = -\frac{c}{4\pi} \rho_{пов}. \quad (5c)$$

Здесь индексы 1 и 2 характеризуют поля по разные стороны от границы, а $n_{1,2}$ — единичный вектор нормали к поверхности, направленный из среды 1 в среду 2. Правила (1c) — (5c) пригодны для перехода через любые поверхности, независимо от того, совпадают ли они с границами раздела сред или проходят по однородным областям, поэтому их иногда наз. *поверхностными* М. у.

Иногда граничные условия (1c) — (5c) порождают краевые условия, т. е. задают не правые переходы через границу, а сами поля на ней. Напр., внутри идеального проводника ($\sigma = \infty$) в силу (11) $E = 0$ (иначе возник бы ток неограниченной плотности), поэтому на границе раздела диэлектрич. — идеальный проводник в согласии с (2c) $[n_{1,2}E_1] = 0$. Такие границы наз. *идеальными* электрич. стенками. Аналогично вводится понятие *идеальной* магн. стенки, на к-рой $[n_{1,2}H_1] = 0$. Если структура полей по одну сторону от границы универсальна, т. е. не зависит от распределения полей по др. сторону, то краевые условия могут состоять в задании не самих полей, а лишь связей между ними, напр. $E_{tan} = (c/4\pi)Z(n_{1,2}H)$, где Z — нек-рая скалярная или тензорная ф-ция координат границы (E_{tan} — тангенциальный компонент E). К условиям такого рода относится, в частности, *Левитовича граничное условие* для синусоидально меняющихся во времени полей на поверхности хороших проводников.

9. Двойственная симметрия Максвелла уравнений

Двойственная симметрия М. у. имеет место для любой формы их записи. Она состоит в инвариантности М. у. относительно линейных преобразований полей, производимых по след. правилам:

$$E' = E \cos \theta + H \sin \theta, \quad H' = H \cos \theta - E \sin \theta,$$

$$D' = D \cos \theta + B \sin \theta, \quad B' = B \cos \theta - D \sin \theta.$$

Здесь θ — произвольный угл. параметр; в частности, при $\theta = 0$ получаются тождественные преобразования, а при $\theta = \pi/2$ — стандартные преобразования перестановочной двойственности (операция $e \pm m$): замена $E \rightarrow H, H \rightarrow -E, D \rightarrow B, B \rightarrow -D$ даёт в областях, свободных от источников, новое решение М. у. При этом, однако, оно меняет местами ур-ния (1) $\pm \pm (2), (3) \pm (4)$ и, следовательно, там, где равные были распределены электрич. источники, возникают источяки магнитные ($\rho^e \rightarrow \rho^m, j^e \rightarrow j^m, \rho^m \rightarrow -\rho^e, j^m \rightarrow -j^e$). Поэтому с точки зрения двойственной симметрии М. у. задание материальных связей в виде $D = D(E, H)$ и $B = B(E, H)$ представляется вполне удобным. Дуально-симметричные М. у. обладают рядом достоинств, по крайней мере в чисто методич. плане. Так, напр., они симметризируют скачки тангенциальных компонентов магн. и электрич. полей и, если задание $H_{\text{тан}}$ на поверхности идеальной электрич. стенки эквивалентно заданию поверхностного электрич. тока, то задание $E_{\text{тан}}$ на идеальной магн. стенке сводится к заданию магн. поверхностного тока: $[n, E] = -\frac{4\pi}{c} j^m_{\text{пов}}$. Таким сведением задач с заданными полями к задачам с заданными токами широко пользуются в теории дифракции волн, в частности в дифракции радиоволн.

Принцип перестановочной двойственности является представителем класса дискретных преобразований (см. *Симметрия*), оставляющих инвариантными М. у. Такого же сорта преобразованиями являются, в частности, операция обращения времени (\hat{T}) $x_a \rightarrow x_a, t \rightarrow -t, E \rightarrow E, D \rightarrow -D, H \rightarrow -H, B \rightarrow -B, \rho^e \rightarrow \rho^e, j^e \rightarrow -j^e$, операция зеркального отражения (\hat{P}) $x_a \rightarrow -x_a, t \rightarrow t, E \rightarrow -E, j^e \rightarrow -j^e, H \rightarrow H, B \rightarrow B, \rho^e \rightarrow \rho^e$, операция обращения знаков зарядов (\hat{C}) $\rho^e \rightarrow -\rho^e, j^e \rightarrow -j^e, E \rightarrow -E, D \rightarrow -D, H \rightarrow -H, B \rightarrow -B$ и любые но, следовательно осуществляемые комбинация операций $\hat{P}\hat{T}\hat{C}$.

10. Максвелла уравнения в четырёхмерном представлении

Придавая времени t смысл четвёртой координаты и представляя её чисто мнимой величиной $x_4 = ict$ (см. *Минковского пространство-время*), можно заключить описание электромагнетизма в компактной форму. Эл.-магн. поле в 4-описании может быть задано двумя антисимметричными тензорами H_{pq} и E_{pq} :

$$\{H_{03} = e_{03}H_1, H_{34} = -iD_3\}, \quad (13)$$

$$\{E_{03} = e_{03}E_1, E_{34} = iB_3\}, \quad (14)$$

где e_{03} — *Левы-Чивиты символ*, лат. индексы пробегают значения 1, 2, 3, 4, а греческие — 1, 2, 3. В 4-векторе тока объединены обычная плотность тока j^e и плотность электрич. заряда ρ^e :

$$j^e_p = (j^e, ic\rho^e),$$

аналогично вводит 4-вектор магн. тока.

В этих обозначениях М. у. допускают компактное 4-мерное представление:

$$\frac{\partial H_{pq}}{\partial x_q} = \frac{4\pi}{c} j^e_p, \quad (15 a)$$

$$\frac{\partial E_{pq}}{\partial x_q} = -\frac{4\pi}{c} j^m_p. \quad (15 b)$$

Взаимной заменой векторов поля и индукции в ф-лах (13), (14) вводится тензоры индукции эл.-магн. поля B_{pq} и D_{pq} :

$$\{B_{03} = e_{03}B_1, B_{34} = -iE_3\}, \quad (16)$$

$$\{D_{03} = e_{03}D_1, D_{34} = iH_3\},$$

через к-рые также могут быть записаны М. у.:

$$\frac{1}{2i} e_{pqk} \frac{\partial D_{pq}}{\partial x_k} = \frac{4\pi}{c} j^e_p, \quad (17)$$

$$\frac{1}{2i} e_{pqk} \frac{\partial B_{pq}}{\partial x_k} = \frac{4\pi}{c} j^m_p. \quad (18)$$

Любая пара тензорных ур-ний, содержащая в правых частях оба 4-тока (электрич. и магн.), тождественна системе М. у. Чтo используя вару ур-ний (15 a), (18), при этом материальные ур-ния сводится к функциональной связи между тензорами H_{pq} и B_{pq} (последний чаще обозначают через F_{pq}).

Из антисимметрии тензоров поля, индукции и М. у. в форме (17) — (18) следует равенство нулю 4-дивергенций 4-токов:

$$\frac{\partial}{\partial x_p} j^{e,m}_p = 0,$$

к-рое представляет собой 4-мерную запись ур-ний непрерывности для электрич. (магн.) зарядов. Т. о., 4-векторы токов являются чисто вихревыми, и соотношения (17), (18) можно рассматривать как их представление в виде 4-роторов соответствующих тензоров.

Наряду с представленным здесь вариантом часто используется также 4-мерное описание, в к-ром временная координата (обычно с индексом 0) берётся действительной, но 4-мерному пространству приписывается гиперболич. сигнатура (+, —, —, —); в таком пространстве приходится различать ко- и контравариантные компоненты векторов и тензоров (см. *Ковариантность и контравариантность*).

11. Лоренц-инвариантность Максвелла уравнений

Все экспериментально регистрируемые эл.-динамиц. явления удовлетворяют *относительности принципу*. Вид М. у. сохраняется при линейных преобразованиях, оставляющих неизменным интервал $ds^2 = (dx_1)^2 + (dx_2)^2 + (dx_3)^2 - (dx_4)^2$ и составляющих 10-мерную *Пуанкаре группу*: 4 трансляции Δx_r , 3 пространственных (орто-)поворота (x_1x_2, x_1x_3, x_2x_3) и 3 пространственно-временных (орто-хоро-)поворота, иногда называемых лоренцевыми вращениями. Последние соответствуют лоренцевым системам отсчёта вдоль осей x_a с пост. скоростями $dx_a/dx_4 = u_a/c = \text{const}$. В частности, для $\alpha = 1$ получается простейшая разновидность *Лоренца преобразования*: $x'_{2,3} = x_{2,3}, x'_1 = \gamma(x_1 - u_1t), t' = \gamma(t - u_1x_1/c^2)$, где $\gamma = 1/\sqrt{1 - u_1^2/c^2}$. Соответственно поля преобразуются по правилам:

$$E'_1 = E_1, \quad D'_1 = D_1, \quad B'_1 = B_1, \quad H'_1 = H_1,$$

$$E'_{2,3} = \gamma \left(E_{2,3} + \frac{1}{c} [uB]_{2,3} \right),$$

$$B'_{2,3} = \gamma \left(B_{2,3} - \frac{1}{c} [uE]_{2,3} \right),$$

$$H'_{2,3} = \gamma \left(H_{2,3} - \frac{1}{c} [uD]_{2,3} \right),$$

$$D'_{2,3} = \gamma \left(D_{2,3} + \frac{1}{c} [uH]_{2,3} \right).$$

Релятивистски-ковариантная запись М. у. позволяет легко находить инвариантные комбинации полей, токов и потенциалов (4-скаляров или инвариантов *Лоренца группы*), сохраняющихся, в частности, при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой. Во-первых, это чисто полевые инварианты (см. *Инварианты электромагнитного поля*). Во-вторых, это токовые (источниковые) инварианты:

$$j^{e,m}_p j^{e,m}_p = j^{e,m}_p j^{e,m}_p - c^2(\rho^e)^2 = \text{invar},$$

$$j^e_p j^m_p = j^e j^m - c^2\rho^e\rho^m = \text{invar}.$$

В-третьих, это потенциальные инварианты:

$$A_p^{e,m} A_p^{e,m} = A^{e,m} A^{e,m} - \varphi^{e,m} \varphi^{e,m} = \text{invar},$$

$$A_p^e A_p^m = A^e A^m - \varphi^e \varphi^m = \text{invar},$$

где A^m, φ^m — магн. потенциалы (получающиеся из A^e и φ^e преобразованием перестановочной двойственности), источниками к-рых являются магн. токи j^m и заряды ρ^m . И, наконец, многочисл. комбинаров. инварианты типа $f_p^e A_p^e = f^e A^e - c r^e \varphi^e = \text{invar}$ и им подобные. Число таких комбинаров. инвариантов (квадратов, кубичных и т. д.) по полям и источникам неограничено.

12. Лагранжиан для электромагнитного поля

М. у. могут быть получены из наименьшего действия принципа, т. е. их можно совместить с Эйлера — Лагранжа уравнениями, обеспечивающими вариационную экстремальность ф-ции действия:

$$S = \int_V \int_t \mathcal{L} dV dt,$$

а здесь \mathcal{L} — лагранжиан, являющийся релятивистски-инвариантной величиной; интегрирование ведётся по 4-мерному объёму $V, (t_2 - t_1)$ с фиксиров. границами. В качестве обобщённых координат принято обычно использовать потенциалы A_α и φ . Поскольку лагранж. формализм должен давать полное (замкнутое) динамич. описание системы, то при его построении нужно принимать во внимание материальные ур-ния. Они фигурируют как зависимости связанных зарядов и токов от полей B и E :

$$\rho_{cv}^e = -\nabla P^e(B, E),$$

$$j_{cv}^e = \frac{\partial}{\partial t} P^e(B, E) + [\nabla P^m(B, E)].$$

В результате лагранжиан принимает вид инвариантной комбинации полей, потенциалов и источников:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{8\pi} (E^2 - B^2) - \rho_{cv}^e \varphi^e - \rho_{cv}^m \varphi^m + \frac{1}{c} j^e A^e + \frac{1}{c} j_{cv}^m A^m.$$

А ур-ния Эйлера — Лагранжа для нек-рой обобщённой координаты $\psi = (\varphi, A_1, A_2, A_3)$ получают приравняв нулю соответствующих вариационных производных:

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \psi} = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \psi} - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta (\partial \psi / \partial t)} \right) - \nabla_\alpha \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta (\nabla_\alpha \psi)} = 0.$$

Для $\psi = \varphi$ приходим к (4), для $\psi = A_1, A_2, A_3$ — к ур-нию (1) в соответствующих обозначениях. Вариационный подход позволяет придать теории универсальную форму описания, распространяемую и на описание динамики любых взаимодействий, даёт возможность получать ур-ния для комбинаров. динамич. систем, напр. электромагнитических. В частности, для систем с сосредоточенными параметрами, характеризуемых конечным числом степеней свободы, соответствующие ур-ния наз. ур-ниями Лагранжа — Максвелла.

13. Единственность решений Максвелла уравнений

Различно теореме единственности для стационарных и нестационарных процессов. Условия единственности нестационарных решений извлекаются из Лойнтинга теорема, где источниками считаются заданными ф-циями координат и времени. Если бы они порождали два разл. поля, то разность этих полей в вакууме (или

в любой линейной материальной среде) вследствие принципа суперпозиции была бы решением однородных М. у. Для обращения этой разности в нуль μ , следовательно, получения единств. решения достаточно удовлетворить след. трём условиям. 1) На поверхности S , окружающей область V , где ищется поле, должны быть заданы тангенциальные составляющие поля $E_{\text{тан}}$ или поля $H_{\text{тан}}$ либо соотношения между ними импедансного типа: $E_{\text{тан}} = (c/4\pi) Z [nH]$ (n — нормаль к S) со значениями Z , исключающими приток энергии извне. К такому относится, в частности, условия излучения (см. Зоммерфельда условия излучения), к-рым удовлетворяют волны в однородной среде на больших расстояниях от источников. Во всех случаях поток энергии для разностного поля вообще исчезает или направлен наружу (из объёма). 2) В нач. момент времени должны быть заданы все поля всюду внутри V . 3) Плотность энергии электромагнитного поля $W = (1/8\pi)(ED + HB)$ должна быть положительна (вакуум, среды с $\epsilon > 0, \mu > 0$). Эта частная теорема единственности обобщается на среды с неколокальными связями, а также на нек-рые виды параметрич. сред. Однако в нелинейных средах, где принцип суперпозиции не работает, никаких общих утверждений о единственности не существует.

В стационарных режимах нач. условия выпадают, и теорем единственности формулируются непосредственно для установившихся решений. Так, в электростатике достаточно задать все источники ρ_{cv}^e , все полные заряды на изолиров. проводниках или их потенциалы, чтобы при соответствующих условиях на бесконечности (нужное спадание поля) решение было бы единственным. Аналогичные теоремы устанавливаются для магнитостатики и электродинамики пост. токов в проводящих средах.

Особо выделяется случай синусоидальных во времени процессов, для к-рых формулируют след. признаки, достаточные для получения единств. решения: 1) задание источников $j^e(r)e^{i\omega t}$; 2) задание $E_{\text{тан}}$ или $H_{\text{тан}}$ на ограничивающей объём V поверхности S или соответствующих импедансных условий, обеспечивающих отсутствие потока вектора Пойнтинга внутрь V ; 3) наличие малого поглотения внутри V или малой утечки энергии через S для исключения существования собств. колебаний на частоте ω .

14. Классификация приближений Максвелла уравнений

Классификация приближений М. у. обычно основывается на безразмерных параметрах, определяющих и критерии подобия для эл.-магн. полей. В вакууме таким параметром является отношение $a = \Delta L / c \Delta T$, где ΔL — характерный масштаб изменения поля (либо размер области, в к-рой ищется решение), ΔT — характерный временной масштаб изменения полей.

а) $a = 0$ — статич. приближение, статика. Система М. у. распадается на три.

И.

$$[\nabla E] = 0 \Rightarrow E = -\nabla \varphi,$$

$$\nabla \cdot D = 4\pi \rho,$$

$$D = E + 4\pi P^e(E) + 4\pi P_{ct}^e.$$

Материальная связь в простейшем случае имеет вид $P^e(E) = \chi^e E$. Это система М. у. для электростатики, в к-рой источниками служат заданные распределения плотности элетрич. зарядов ρ и сторонней поляризации P_{ct}^e . В однородной среде ($\epsilon = \text{const}$) эл.-статич. потенциал φ определяется Пуассона уравнением

$$\Delta \varphi = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho.$$

Для более сложных материальных ур-ний различают электростатику анизотропных сред ($D_a = \epsilon_{ab} E_b$), нелинейную электростатику [$\epsilon = \epsilon(|E|)$], электростатику сред с пространственной дисперсией [$\epsilon_{ab} = \epsilon_{ab}(k)$], важным частным случаем к-рых являются движущиеся среды с временной дисперсией (здесь может даже меняться тип ур-ния для потенциала с эллиптического на параболический) и т. п.

II. Поля в магнитоэлектрике описываются ур-ниями

$$[\nabla H] = \frac{4\pi}{c} j,$$

$$\nabla B = 0 \Rightarrow B = [\nabla A],$$

$$B = H + 4\pi M(H) + 4\pi M_{ст},$$

где в случае простейшей материальной среды индукция, намагниченность определяется соотношением

$$M(H) = \chi^m H.$$

Источниками в ур-ниях магнитоэлектрики являются заданные распределения плотности электрич. тока j и сторонней намагниченности $M_{ст}$. В однородной среде ($\mu = \text{const}$) векторный потенциал магн. поля A (калибровка кулоновская) определяется векторным ур-нием Пуассона

$$\Delta A = -\frac{4\pi}{c} j, \quad \nabla \cdot j = 0.$$

В общем случае возможны такие же разновидности сред, что и в электростатике.

III. К статич. электродинамике относят и процессы протекания пост. токов в распределённых проводящих средах. Токовая статика охватывается ур-ниями

$$j^e = \sigma(E + E_{ст}),$$

$$[\nabla E] = 0.$$

$$\nabla \cdot D = 4\pi r.$$

Источниками являются силы неэлектрич. происхождения, действующие на заряды, характеризующиеся напряжённостью $E_{ст}$. Электрич. заряды присутствуют лишь в местах неоднородности среды, напр. на границах проводящих сред. Распределение токов в проводящих средах сопоставимо с распределением электрич. и магн. полей в электростатике и магнитоэлектрике. Часто благодаря этой аналогии говорят, напр., о магн. цепях, по к-рым «текут» магн. потоки $\Phi_B = \int B dS$, аналогичные электрич. токам $I = \int j dS$ в электрич. цепях.

б) $a \ll 1$ — кваэистатика, обобщающая соответствующие статич. приближения.

В кваэизлектростатике вакуумные электрич. поля описываются ур-ниями статика (1), а в ур-ниях для магн. поля в качестве заданного источника фигурирует и ток смещения. Кваэимагнитоэлектрика описывается статич. ур-ниями для магн. полей с учётом закона индукции (2) для электрич. поля. Поскольку вихревое электрич. поле меняет электрич. ток в проводниках, являющиеся источниками магн. поля, то этот раздел кваэистатики более богат, чем ирредуцируй; он описывает широкий круг явлений, происходящих в цепях перем. тока с сосредоточенными параметрами: ёмкостями, индуктивностями и сопротивлениями.

Кваэистатика в распределённых проводящих средах описывается ур-ниями кваэистационарного (кваэистатического) приближения, в к-рых ток смещения пренебрегают по сравнению с токами проводимости. В этом приближении распределения электрич. токов, электрич. и магн. полей описываются одинаковыми ур-ниями диффузионного типа:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma\mu} \Delta H.$$

Эти ур-ния определяют, напр., распределение токов Фуко, проникновение перем. эл.-магн. поля в проводник (*скин-эффект*) и т. п.

в) $a \sim 1$. Резонансные волновые поля описываются точной системой М. у., однако их иногда выделяют из общего класса полей, особенно в тех случаях, когда их структура (пространственное распределение) фиксируется границами области, внутри к-рой эти поля могут быть возбуждены (напр., внутри полых резонаторов с металлическими стенками или в поперечном сечении волноводов либо в окрестности тонкой проволоки или щелевой антенны). При этом обычно обращаются к фурье-преобразованию М. у. и представляют поле в виде набора дискретных или кваэидискретных мод.

г) $a \gg 1$. В рамках этого неравенства существуют кваэизониты и оптич. приближения (см. *Квантоптика, Геометрической оптики метод*), относящиеся и протяжённым в масштабе длины волны распространениям полей (волновым пучкам, многомодовым конфигурациям и т. п.). Под характерным масштабом, входящим в параметр a , здесь подразумевается масштаб изменения амплитуды поля.

15. Максвелла уравнения в различных системах единиц

Выше использовалась симметричная гауссова абс. система единиц. Удобство гауссовой системы единиц состоит в том, что все 4 вектора поля E , D , H , B обладают в ней одинаковыми размерностями ($\text{r}^{1/2}\text{cm}^{-1/2}\text{c}^{-1}$) и потому в классическом «линейном» вакууме можно избежать введения ненужных констант: в силу $E = D$, $H = B$ безразмерные пронизываемости вакуума обращаются в единицы $\epsilon_0 = 1$, $\mu_0 = 1$. Др. достоинством одинаковой размерности эл.-магн. полей является их естеств. объединение в единые тензоры поля вида (13), (14) без внесения корректирующих множителей.

Если принять запись ур-ния непрерывности в форме (5), а также соблюдение принципа дуальной симметрии, то М. у. можно придать вид

$$[\nabla H] = \alpha j + \beta \frac{\partial D}{\partial t},$$

$$[\nabla E] = -\beta \frac{\partial B}{\partial t},$$

$$\nabla B = 0,$$

$$\nabla D = \gamma r,$$

где константы α , β , γ связывают соотношением

$$\alpha = \beta\gamma.$$

Для простейших материальных связей типа (10) можно ввести пронизываемости вакуума ϵ_0 и μ_0 и отнест. пронизываемости среды $\epsilon = \epsilon/\epsilon_0$, $\mu = \mu/\mu_0$. Тогда из волнового ур-ния в вакууме следует естеств. соотношение между константами

$$\epsilon_0 \mu_0 c^2 \beta^2 = 1,$$

где c — скорость распространения любого эл.-магн. возмущения (в частности, света) в вакууме. В гауссовой системе $\beta = 1/c$, $\alpha = 4\pi/c$, $\gamma = 4\pi$, $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$. Существует операция рационализации, предложенная Хевисайдом и состоящая в устранении иррациональных числовых множителей из М. у. Простейший путь ($\alpha = 1/c$, $\gamma = 1$) принят в рационализ. системе Хевисайда — Лоренца.

В *Международной системе единиц* (СИ) возникает дополнительная размерная константа, наз. импедансом (или характеристическим сопротивлением) вакуума $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$ Ом. Это представляет известные удобства при сопоставлении процессов распространения плоских волн в свободном пространстве с волнами напряжения и тока в линиях передач, но приходится

принимать вакуум размерные значения произведений:

$$\epsilon_0 = \frac{10^9}{4\pi c^2}, \quad \frac{\Phi}{M},$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}, \quad \frac{T}{M}.$$

Значения коэф. в СИ: $\beta = 1, \alpha = \gamma = 1, \epsilon_{0M} = c^{-2}$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; и х же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Власов А. А., Максвелловская электродинамика, М., 1955; Никольский В. В., Теория электромагнитного поля, 3 изд., М., 1964; Джексоу Д. Ж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Ицкевич Е. Б. и Б. З. Высокочастотная электродинамика, М., 1966; Стражев В. И., Томичич Л. М., Электродинамика с магнитным зарядом, Минск, 1975; Медведев В. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Нозовило в Ю. Я., Янши К. А., Электродинамика, М., 1978; Туров В. А., Материальные уравнения электродинамики, М., 1983; Фучич В. И., Никитин А. Г., Симметрия уравнений Максвелла, К., 1983; Бредов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин Н. П., Классическая электродинамика, М., 1985. М. А. Миллер, Е. В. Суворов.

МАКСВЕЛЛА — БОЛЬЦМАНА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — см. в ст. *Больцмана распределение*.

МАКСИМАЛЬНАЯ РАБОТА в термодинамике — 1) работа, совершаемая теплозаолдиров. системой при обратном переходе из неравновесного состояния в равновесное (когда энтропия системы остается постоянной). 2) Работа, совершаемая системой в термостате при обратном переходе из одного равновесного состояния в другое. Эта М. р. равна изменению величины $U - T_0S + P_0V$, где U — внутр. энергия тела, S, V — его энтропия и объем, T_0, P_0 — темп-ра и давление в термостате, отличающиеся от темп-ры T и давления P системы, т. е.

$$R_{\text{макс}} = -\Delta(U - T_0S + P_0V).$$

Предполагается, что в каждый данный момент система находится в равновесном состоянии, но не в равновесии со средой.

В частном случае, когда темп-ра и объем системы остаются неизменными, причём $T = T_0$, М. р. равна изменению свободной энергии (*Гельмгольца энергии*) F : $R_{\text{макс}} = -(\Delta F)_{T, V}$. В случае, когда постоянны темп-ра и давление системы, причём $T = T_0, P = P_0$, М. р. равна изменению *Гиббса энергии*: $R_{\text{макс}} = -(\Delta G)_{P, T}$. Предполагается, что состояние системы определяется не только T и V (или T и P), но и др. параметрами, напр. при хим. реакциях или растворов. Эти параметры могут изменяться медленно.

Для адiabатич. процессов М. р. определяется изменением внутр. энергии U при заданных S и V или изменением *антальпии* H при заданных S и P :

$$R_{\text{макс}} = -(\Delta U)_{S, V}, \quad R_{\text{макс}} = -(\Delta H)_{S, P}.$$

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 10, 20. Д. Н. Зубарев.

МАКСИМАЛЬНОГО ПРАВДОПОДОБИЯ МЕТОД — метод оценивания неизвестных параметров для распределения случайной величины x по наблюдению её реализаций при параметрич. анализе данных. М. п. м. был предложен Р. Э. Фишером (R. A. Fisher) в 1912 и формулируется след. образом. Пусть плотность вероятности величины x есть $p(x|a)$, где a — вектор неизвестных параметров. Определим ф-цию правдоподобия выражением

$$L(a|x) = P(x|a) = \prod_{n=1}^N p(x_n|a), \quad (1)$$

х-рое в отличие от плотности вероятности $P(x|a)$ рассматривают как ф-цию вектора a при заданном векторе x реализовавшихся значений x_n . Оценкой М. п. м. наз. вектор \hat{a} , отвечающий максимуму выражения (1) и принадлежащий допустимой области значений a . Ча-

сто ищет максимум выражения $l(a|x) = \ln L(a|x)$, что упрощает задачу поиска \hat{a} для экспоненциальных распределений. Идея М. п. м. заключается в том, что данная реализация вектора x должна отвечать наиболее вероятному значению a и потому при заданном x выражение $P(x|a)$ должно принимать макс. значение. Напр., время жизни t нестабильных частиц подчиняется распределению $p(t|\tau) = \tau^{-1} \exp(-t/\tau)$, где τ — неизвестный параметр, характерный для каждой частицы. Пусть измерены времена жизни t_i для N распадов. Если пренебречь ошибками измерений t_i , то ф-ция правдоподобия равна

$$L(\tau|t) = \tau^{-N} \exp \left\{ -\sum_{n=1}^N t_n/\tau \right\}.$$

Оценка М. п. м. $\hat{\tau}$ получается из решения урния правдоподобия

$$\partial l(\tau|t)/\partial \tau = -N/\tau + \tau^{-2} \sum_{n=1}^N t_n = 0$$

и равна $\hat{\tau} = N^{-1} \sum_{n=1}^N t_n$.

С М. п. м. связано неравенство Крамера — Рао: дисперсия $D(a)$ оценки параметра a , полученной любым методом, удовлетворяет неравенству

$$D(a) \geq [1 + db(a)/da]^2 / \varphi(a), \quad (2)$$

где

$$b(a) = M(\hat{a}) - a = \int dx \hat{a}(x) P(x|a) - a$$

наз. смещением оценки \hat{a} , а

$$\varphi(a) = M\{[\partial l(a|x)/\partial a]^2\} = -M\{\partial^2 l(a|x)/\partial a^2\}$$

наз. кол-вом информации в x о параметре a . В случае вектора параметров a неравенство (2) обобщается след. образом. Если ввести ср. значения a_i ,

$$M(a_i) = a_i + b_i(a) \equiv g_i(a),$$

ковариационную матрицу

$$K_{ij} = M \left\{ (\hat{a}_i - g_i(a)) (\hat{a}_j - g_j(a)) \right\},$$

матрицу $\Delta_{ij} = \partial b_i(a)/\partial a_j$ и информац. матрицу

$$\varphi_{nm} = M \left[\frac{\partial l}{\partial a_n} \frac{\partial l}{\partial a_m} \right] = -M \left[\frac{\partial^2 l}{\partial a_n \partial a_m} \right],$$

то справедливо неравенство

$$K \geq [I + \Delta \Gamma], \quad (3)$$

где I — единичная матрица, Γ означает транспонирование. Если оценки \hat{a}_i являются несмещёнными, то для дисперсий \hat{a}_i , как это следует из (3), выполняется неравенство

$$D(a_i) \geq (\varphi^{-1})_{ii}.$$

Неравенство Крамера — Рао полезно тем, что позволяет ещё на стадии планирования эксперимента оценить достижимую точность «измерения» параметров изучаемых распределений.

При нек-рых ограничениях на $p(x|a)$ можно показать, что оценка М. п. м. состоятельна, т. е. при $N \rightarrow \infty$ один из корней урния правдоподобия, $\partial l(a|x)/\partial a = 0$, стремится к точному значению a . Оценка М. п. м. асимптотически распределена по нормальному закону с пуловым ср. значением и дисперсией, равной $\varphi^{-1}(a)$.

При конечных N оценка М. п. м., вообще говоря, является смещённой. Оптим. свойством оценки М. п. м. при конечных N оказывается то, что при нек-рых условиях $D(\hat{a})$ достигает нижней границы, задаваемой неравенством Крамера — Рао (2). В общем случае свой-

ства оценки М. п. м. можно изучить при помощи *Монте-Карло метода*: задавая выборку α из области возможных значений, получают выборку x ; по x находят оценку $\hat{\alpha}$ и строят её среднее значение и ковариационную матрицу. Другое функциональное свойство оценки М. п. м.: оценка \hat{f} функции $f(\alpha)$ равна $\hat{f} = f(\hat{\alpha})$. В этом её преимущество перед оценкой по наименьших квадратов методу.

Лит.: Клеииков Н. П., Соколов С. Н., Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия, М., 1964; Рао С. Р., Линейные статистические методы и их приложения, пер. с англ., М., 1968; Кендэлл А. М. С ть ж у р т А., Статистические выводы и связи, пер. с англ., М., 1973; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976. В. П. Жигуров.

МАКСИМОН — название гипотетич. частицы максимально большой массы в спектре масс элементарных частиц. Др. словами, термин «М.» (М. А. Марков, 1965) [1] предполагается, что спектр элементарных частиц ограничивается сверху массой определ. значения. По своему положению предельной частицы в спектре масс элементарных частиц М. должен обладать нек-рыми свойствами, связанными с фундам. параметрами, характеризующими свойства материи. Можно долагать, что не случайно из мировых констант c, h, G (гравитационная постоянная) можно единств. образом построить величину с размерностью массы, а именно:

$$m \sim \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \sim 10^{27} \text{ г.} \quad (1)$$

Предполагается [1], что выражением (1) определяется масса М.

$$m_{\text{макс}} = \alpha \sqrt{\frac{\hbar c}{G}}, \quad \text{где } \alpha \sim 1 \quad (2)$$

(вообще говоря, α должна определяться из квантовой теории гравитации и, в конце концов, экспериментально). Частица такой массы — М. — действительно обладает ридом свойств, к-рые, в известном смысле, носят «предельный» характер. Так, её *гравитационный радиус* ($r_{\text{гр}} \sim m_{\text{макс}} G/c^2$) оказывается равным комптоновской длине волны этой частицы

$$\lambda_{\text{СДП}} = \frac{\hbar}{m_{\text{макс}} c} \sim \frac{m_{\text{макс}} G}{c^2}. \quad (3)$$

Массу М. можно получить из равенства (3), к-рое является предельным условием равенства

$$\lambda_{\text{СДП}} \geq r_{\text{гр}}. \quad (4)$$

Этому неравенству, по-видимому, удовлетворяют все частицы, фигурирующие в литературе под термином «элементарные» [2]. При массе $m > m_{\text{макс}}$ условие (4) не выполняется и такая частица выпадает из списка элементарных.

Физ. реальность М. в такой же мере (или даже более) несомненна, как и существование распадающихся *чёрных дыр* [3]. Если чёрные дыры существуют и распадаются за счёт хохигановского излучения, то, достигая в процессе распада массы $\sim 10^{27}$ г, они становятся по своим свойствам М. с указанными выше параметрами. Вся масса М. заключена под сферой Шварцшильда с радиусом $r_{\text{гр}} \sim mG/c^2$ с плотностью, выражаемой также через мировые константы,

$$\rho_{\text{макс}} \sim \frac{m_{\text{макс}}}{r_{\text{гр}}} \sim \frac{c^3}{\hbar G^2} \sim 10^{64} \text{ г/см}^3. \quad (5)$$

Можно предполагать, что данная плотность материи представляет собой то же предельное значение, возможное при коллапсе звёзд и Вселенной (Марков, 1982 [4], Н. Рован, 1985 [5]).

Теоретически М. — богатое разнообразием семейство частиц. Они могут быть как электрически заряженными, так и нейтральными, обладать спинои, внутренней предельно большой темп-рой или быть абсолютно холодными [6], представляться чёрной дырой как 1-го

рода, так и 2-го рода («серой дырой») [3]. Вопрос о возможной стабильности нек-рых из них является пока открытым. Наличие стабильных М. могло бы решить астрофиз. проблему *скрытой массы*.

Лит.: 1) М а р к о в М. А., Can the gravitational field prove essential for the theory of elementary particles?, «Prog. Theor. Phys. Suppl.», Extra number, 1965, p. 85; 2) М а р к о в М. А., Элементарные частицы максимально больших масс (иварианс), «ЖЭТФ», 1966, т. 51, с. 878; 3) М а р к о в М. А., О «максимоне» и «минимоне» в свете возможной формулировки «элементарной теории», «Литма в ЖЭТФ», 1967, т. 45, с. 115; 4) Н о в и к о в И. Д., Ф о р о л о в В. П., Физика чёрных дыр, М., 1986; 4) М а р к о в М. А., Предельная плотность материи как универсальный закон природы, «Литма в ЖЭТФ», 1982, т. 38, с. 214; 5) Р о с е н Н., General relativity cosmological models without the big bang, «Astrophys. J.», 1985, v. 297, p. 347; 6) М а р к о в М. А., О природе материи, М., 1976, с. 210—13. М. А. Мирнов.

МАКСИМУМА МОДУЛЯ ПРИНЦИП — утверждение, согласно к-рому *аналитическая функция* одного или неск. комплексных переменных, отличаясь от постоянной, не может внутри области аналитичности достигнуть своего максимального по абс. величине значения. В частности, если $f(z)$ — аналитич. ф-ция в области D , и в нек-рой окрестности U точки $z_0 \in D$ имеет место неравенство $|f(z)| \geq |f(z_0)|$, $z \in U$, то $f(z)$ постоянна в D . Если $f(z)$ аналитична в D и непрерывна в замыкании \bar{D} , то ф-ция $|f(z)|$ достигает своего макс. значения на границе области D .

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

МАЛОУГЛОВЕ РАССЕЯНИЕ — упругое рассеяние эл.-магн. излучения или пучка частиц (электронов, нейтронов) на неоднородностях вещества, размеры к-рых существенно превышают длину волны излучения (или деброевскую длину волны частиц); направления рассеянных лучей при этом лишь незначительно (на малые углы) отклоняются от направления падающего луча. В зависимости от параметров излучения М. р. может быть обнаружено при рассеянии на неоднородностях разл. масштабов: от $\sim 10^{-15}$ м и менее (рассеяние электронов на ядрах) до метров и километров (рассеяние радиоволн на неоднородностях земной поверхности). Распределение интенсивности рассеянного излучения зависит от строения рассеивателя, что используется для изучения структуры вещества.

В структурных исследованиях вещества используют, как правило, рентг. излучение или тепловые нейтроны с длиной волны $\sim 1-10 \text{ \AA}$ ($10^{-1}-1 \text{ нм}$). С их помощью изучают неоднородности коллоидных размеров ($\sim 10^{-10}-10^2 \text{ \AA}$). В отличие от др. дифракц. методов (*рентгеновского структурного анализа, нейтронографии, электронографии*), с помощью М. р. исследуют структуру разупорядоченных объектов. Иногда М. р. — единств. метод получения прямой структурной информации о системах с хаотическим расположением неоднородностей коллоидных размеров; наличие М. р. узле является доказательством присутствия в среде таких неоднородностей. Неоднородности же, имеющие размеры порядка межмолекулярных расстояний, на малоугловых части дифракц. картин не скажутся.

С помощью М. р. изучают строение биол. молекул в растворе, объёмные дефекты в кристаллич. веществах, кластерную структуру жидкостей и аморфных тел, поры в разл. пористых материалах и т. д.

Воанаконение метода М. р. связано с работами А. Гинье (A. Guinier) по изучению надмолекулярного строения силванов (1938). В 1950-х гг. Г. Пород (G. Porod), О. Кратки (O. Kratky) и В. Луаззати (V. Luzzati) развили теоретич. основы метода и разработали принципы конструирования установок для М. р. С кон. 1960-х гг. начался новый этап развития М. р., к-рый характеризуется широким применением нейтронного и синхротронного излучения и позиционно-чувств. детекторов, а также новых методов анализа данных (авария контраста, аномальное рассеяние, прямые методы).

Основы теории малоуглового рассеяния. При рассеянии излучения на неоднородностях с линейным разме-

ром D осн. доля рассеянного излучения сосредоточена в области векторов рассеяния:

$$|s| = 4\pi\lambda^{-1}\sin\theta \leq 2\pi/D, \quad (1)$$

где $s = k - k_0$, k_0 и k — соответственно волновые векторы падающей и рассеянной волн, $|k| = |k_0| = 2\pi/\lambda$, 2θ — угол рассеяния, λ — длина волны падающего излучения. Если $D \gg \lambda$, то $\theta \ll 1$, т. е. рассеянное излучение сосредоточено вблизи перпендикулярного направления ансамблем N идентичных атомов (мотивов атомов) с рассеивающей способностью (формфактором, см. Атомный фактор) $f(s)$, равна

$$\langle I(s) \rangle = \langle N \rangle \langle f^2(s) \rangle + \langle N \rangle \frac{\langle f(s) \rangle^2}{v_1} \int_0^\infty [1 - P(r)] \frac{\sin sr}{sr} 4\pi r^2 dr, \quad (2)$$

где знак $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю N частиц, $v_1 = V_0 \langle N \rangle$, V_0 — облучаемый объем образца, $P(r) = 1 - \rho$ — парная корреляция. Ф-ция, r — расстояние между частицами. Первый член в (2) отвечает независимому рассеянию на мотивах атомов, второй — интерференции при рассеянии на этих мотивах.

Рассеивающие мотивы атомов иногда можно рассматривать как нек-рые частицы, включенные в однородную матрицу осн. вещества. Тогда ур-ние (2) соответствует т. н. разностной кривой рассеяния (разности интенсивностей излучений рассеяющего всей системой и рассеянного матрицей осн. вещества). Если описывать рассеивающие мотивы атомов ф-цией распределения рассеивающей плотности $\rho(r)$, а плотность частиц матрицы обозначить ρ_0 , то разность

$$\Delta\rho = \langle \rho(r) \rangle - \rho_0, \quad (3)$$

является интегральной характеристикой объекта, показывая, насколько эти частицы «выделяются» на фоне окружающей среды; эта разность наз. контрастом с атомов частицы относительно матрицы.

Если ρ_0 мало, то 2-м членом в (2) можно пренебречь (или исключить его с помощью последоват. экспериментов с веществами, характеризующимися различными ρ_0). В этом случае

$$\langle I(s) \rangle = \langle N \rangle \langle f^2(s) \rangle, \quad (4)$$

т. н. интенсивность М. р. пропорциональна усредненной по всем направлениям интенсивности рассеяния одной частицей. Если частицы неидентичны, то

$$\langle I(s) \rangle = \langle N \rangle \int_0^\infty \langle f^2(s, R) \rangle D_N(R) dR, \quad (5)$$

где R — нек-рый характерный размер частицы, $f(s, R)$ — формфактор частицы с этим размером, $D_N(R)$ — распределение частиц по R .

В тех случаях, когда систему нельзя представить в виде рассеивающих мотивов атомов, вкрапленных в матрицу осн. вещества, М. р. может быть вызвано разл. причинами. Так, в однофазных объектах (напр., в жидкости) М. р. может быть обусловлено статистич. флуктуациями плотности, причём

$$I(0) = f^2(0) \langle N \rangle \frac{kT\beta}{v_1}, \quad (6)$$

где β — коэф. изотермич. сжимаемости жидкости. Если система многофазная, рассеяние возникает как за счёт флуктуаций плотности, так и вследствие различия плотностей рассеивающих фаз. Для бинарных систем, изотропное рассеяние на флуктуациях состоит из двух членов $S_{NN}(s) + S_{CC}(s)$, первый из к-рых обусловлен флуктуациями плотности, второй — флуктуациями концентрации. При резких границах фаз в качестве контраста будет выступать среднеквадратичная флуктуация

$$\langle \Delta\rho \rangle^2 = (\rho_1 - \rho_2)^2 \Phi_1 \Phi_2, \quad (7)$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотности рассеивающих фаз, Φ_1 и Φ_2 — их объёмные доли, $\Phi_1 + \Phi_2 = 1$. В этом случае М. р. даёт информацию об интегральных характеристиках объекта (объёмные доли фаз, поверхность раздела и др.).

Интерпретация данных малоуглового рассеяния. Для изотропных монодисперсных систем усредненная по всем ориентациям интенсивность рассеянного излучения запишется в виде

$$I(s) = \int_V \int_V \langle \rho(r_1) \rho(r_2) \rangle \frac{\sin sr_{12}}{sr_{12}} dr_1 dr_2 \quad (8)$$

(ф-ла Дебая). Здесь интегрирование ведётся в пределах объема частицы V , а $r_{12} = |r_1 - r_2|$. Интенсивность $I(s)$ связана с усредненной саморезной плотностью (корреляц. ф-цией) частиц соотношением

$$\gamma(r) = \langle \rho(r) * \rho(-r) \rangle = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty I(s) \frac{\sin sr}{sr} s^2 ds. \quad (9)$$

Ф-ции $I(s)$ и $\gamma(r)$ для простейшего случая однородного шара приведены на рис. 1, 2. Из кривой рас-

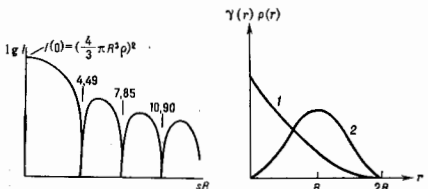


рис. 1. Кривая интенсивности рассеяния однородным шаром радиуса R и плотности ρ : $I(s) = (\frac{4}{3}\pi R^3 \rho^2) [3(\frac{\sin sR}{sR})^2 - \frac{3}{2}R s \cos(sR)] / (sR)^3$.

рис. 2. 1 — Корреляционная функция $\gamma(r)$; 2 — функция $F(r)$ распределения частиц по расстояниям r ; $F(r) = r^2 \gamma(r)$.

сеяния можно определить ряд интегральных параметров частицы (т. н. инвариантов). При $s \rightarrow 0$ имеем

$$I(s) \approx I(0) \exp(-s^2 R_g^2 / 3), \quad (10)$$

R_g — радиус инерции частицы (ф-ла Гинье); из условия $\gamma(r) \equiv 0$ при $r > l_{\text{макс}}$ определяется её макс. размер $l_{\text{макс}}$. Т. н. инвариант Порода

$$Q = \int_0^\infty s^2 I(s) ds = 2\pi^2 \int_V \int_V \rho(r) dr \quad (11)$$

пропорционален квадрату контраста частицы относительно матрицы. При условии однородности частиц можно, кроме этого, определить её объём:

$$v = 2\pi^2 I(0) / Q, \quad (12)$$

а также асимптотич. убывание $I(s)$ при $s \rightarrow \infty$:

$$I(s) \approx c_4 / s^4, \quad c_4 = \frac{Q}{\pi} \frac{S}{v}, \quad (13)$$

где S — площадь поверхности частицы. Для сильно вытянутых и сильно сложенных частиц можно определять соответственно параметры поперечного сечения и толщины.

При заданных инвариантах кривая рассеяния существенно зависит от формы частицы (рис. 3). Это служит основой для метода моделей, где с учётом вычисленных инвариантов и информации, полученной др. методами, рассчитываются интенсивности рассеяния деск. (как правило, однородными) моделями и сравниваются с экспериментом.

Дополнит. информацией о внутр. структуре частицы можно получить с помощью т. в. метода вариации контраста. При изменении рассеивающей плотности матрицы справедлива ф-ла

$$I(s) = (\Delta\rho)^2 I_C(s) + 2\Delta\rho I_{CS}(s) + I_S(s), \quad (14)$$

где $I_C(s)$ — рассеяние «формой» частицы, $I_S(s)$ — рассеяние на её неоднородностях (т. е. при $\Delta\rho = 0$), $I_{CS}(s)$ — перекрёстный член. Аналогичные зависимости можно записать и для инвариантов. Для многокомпонентных частиц можно также «заменить» одну из компонент (поместив рассеивающие частицы в среду с плотностью, равной плотности этой компоненты) аналогично тому, как это делается в оптике (см. *Иммерсионный метод*), и наблюдать рассеяние на остальных компонентах.

Вариация контраста может быть применена и в несколько другом виде, когда изменяют не плотность матрицы, а плотность отд. участков частицы и, анализируя изменения в кривой рассеяния, находят расстояния между этими участками. В М. р. рентг. излучения для этого присоединяют к частице тяжёлоатомные метки (вводят в молекулы тяжёлые атомы), в М. р. нейтронов применяют изотопное замещение. Вариаций конт-

Для полидисперсных систем частиц наиб. актуальна задача восстановления ф-ции распределения по размерам $D_N(R)$ из ур-ния

$$I(s) = \int_0^{\infty} I(sR) D_N(R) R dR. \quad (16)$$

Функцию $D_N(R)$ определяют методом М. р. для раствора полимеров, пористых материалов, металлов и сплавов и т. д.

Помимо этого, возможно определение усреднённых по ансамблю значений инвариантов, с помощью к-рых рассчитываются общие характеристики дисперсной фазы. В частности, для двухфазных систем

$$Q = 2\pi^2 \Phi_1 \Phi_2 (\rho_1 - \rho_2)^2 v_0, \quad (17)$$

$$S_{00}/v_0 = \Phi_1 \Phi_2 Q/Q,$$

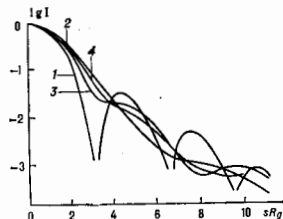


Рис. 3. Нормированные интенсивности малуголового рассеяния частицами различной формы с одинаковыми R_0 и v_1 : 1 — шаровой слой; 2 — трёхосный эллипсоид с отношением осей 0,5 : 1 : 1,5; 3 — четыре соприкасающихся эллипсоида вращения; 4 — литая модель по мотивам модели 3.

раста удаётся добиться в рентгеновских экспериментах также с использованием *аномального пропускания эффекта*.

Существуют также прямые методы интерпретации интенсивности М. р., где при определ. ограничений удаётся восстанавливать структуру частиц — ф-цию $\rho(r)$. Простейший случай — сферически-симметричная частица. В этом случае

$$\rho(r) = \rho(r) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\infty} (\pm \sqrt{I(s)}) \frac{\sin sr}{sr} s^2 ds \quad (15)$$

и для восстановления структуры требуется установить знак для амплитуд рассеяния $\sqrt{I(s)}$. Для аксиально-симметричных частиц удаётся с помощью разложения по сферическим гармоникам синтезировать ограниченное число возможных решений, выбор между которыми ведётся с помощью дополнит. информации.

Осн. класс монодисперсных объектов, изучаемых методом М. р., — растворы биополимеров и их комплексов. Метод позволяет определять общие геометрические и весовые характеристики биол. частиц, их форму, а иногда и детали внутр. структуры. На рис. 4 приведен пример восстановления структуры бактериального вируса Т7 в растворе с помощью прямого метода.

Помимо этого, возможно определение усреднённых по ансамблю значений инвариантов, с помощью к-рых рассчитываются общие характеристики дисперсной фазы. В частности, для двухфазных систем

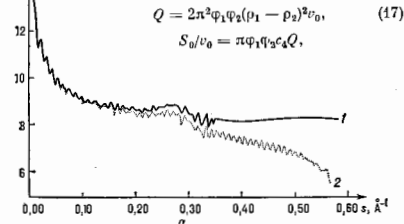


Рис. 4. а — Кривые рентгеновского рассеяния бактериофагом Т7 в растворе (1 — экспериментальная кривая; 2 — рассеяние восстановленной структуры); б — восстановление по данным малуголового рассеяния структура Т7; рассчитанная в аксиально-симметричном приближении карта электронной плотности (сечение, содержащее ось вращения з). Сплошные изолинии соответствуют электронной плотности $0,38\text{e} \cdot \text{Å}^{-3}$ (гидратированный белок), штриховые — $0,42\text{e} \cdot \text{Å}^{-3}$ (слабогидратированная ДНК), жирная линия — $0,52\text{e} \cdot \text{Å}^{-3}$ (слабогидратированная ДНК).

где S_0 — площадь поверхности раздела фаз. Для получения дополнит. информации о системе исследуют разл. модифицируют метод вариации контраста.

М. р. используется также для определения строения частично упорядоченных объектов — т. н. о р и е н т и р о в а н н ы х систем. В частности, при изучении слоёных структур (кристаллы, полимеры, жидкие кристаллы, тонкие плёнки) по меридиональным рефлексам определяются толщина слёбов D и профиль рассеивающей плотности по нормали к плоскости слоя $\rho(x)$. Для центросимметричного случая

$$\rho(x) = \frac{F_0}{D} + \frac{2}{D} \sum_n \pm |F_n| \cos(-2\pi n x/D), \quad (18)$$

где F_n — амплитуда n-го рефлекса.

Знание профиля электронной плотности позволяет исследовать детали упаковки молекул разного сорта, в частности мультислоёвыми структурами. На рис. 5 и 6 приведены рентгенограммы М. р. и распределение $\rho(x)$ для сверхрешётки из двух видов молекул беггата бария и октадецилофола.

Техника эксперимента. Т. к. распределение интенсивности М. р. рентг. лучей с тепловых нейтронов

измеряется под малыми углами, осн. требование к асхерим. технике заключается в создании достаточно узкого нерасходящегося пучка первичного излучения. Этого достигают с помощью спец. коллиматор. систем и экранирования его паразитного рассеяния на краях щелей, окнами кювет с образцами, держателями, частями воздуш. на пути распространения луча и т. д. На рис. 7, а, б приведены наиболее распространенные схемы

Рис. 5. Малоугловые рентгенограммы ленточных пленок бензата бария (Бег. Ва) и октадециленола (ОДФ): 1 — сверхрешётка с чередованием библиев Бег. Ва и ОДФ (10 слоев); 2 — пленка из библиев ОДФ; 3 — пленка из библиев ОДФ.

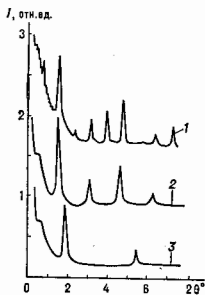


Рис. 6. Профиль электронной сверхрешетки (кривая 1) и схема расположения молекулы Бег. Ва и ОДФ в блоках. Период сверхрешетки $D = 109 \text{ \AA}$.

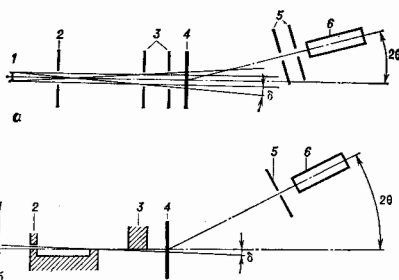
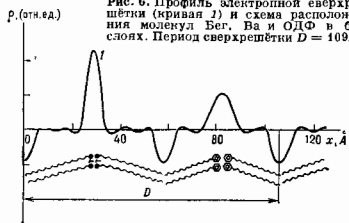


Рис. 7. Схемы малоугловых гониометров: а — трёхщелевая; б — по Кратки; 1 — фокус источника; 2 — формирующие щели; 3 — щели образца; 4 — образец; 5 — приемные щели; 6 — детектор (2θ — угол рассеяния); δ — угловая расходимость падающего пучка).

коллимации первичного пучка — трёхщелевая и схема блок-коллиматора по Кратки.

Источниками рентг. излучения в экспериментах М. р. служат как обычные рентг. трубки, так и трубки с вращающимся анодом, а также синхротронное излучение. Для регистрации рассеянного излучения используют одноканальные ионизационные счётчики; широкое распространение получают позиционно-чувствительные детекторы, позволяющие регистрировать одновременно всю картину М. р. Источниками тепловых нейтронов служат спец. нейтронные реакторы.

Обработка экспериментальных данных. В приведенные выше соотношения между структурными характеристиками вещества и интенсивностью М. р. входит ф-ция $I(s)$ — точная кривая рассеяния объектом. На практике всегда измеряется некий-ряд дискретный набор данных $J(s_i)$, содержащий разл. приборные искажения, фоновое рассеяние и статистич. шум. В общем виде для регистрируемой интенсивности рассеяния можно записать

$$J(s_i) = \alpha_1 J(s_i) + \alpha_2 J(s_i) + \epsilon_i$$

где α_1, α_2 — нормировочные константы, $J(s_i)$ — рассеяние матрицы, деталями установки и пр., ϵ_i — погрешности измерений. Кривая $J(s)$, несущая структурную информацию, отвечает «идеальной» кривой $I(s)$, «разной» эффектами расходимости пучка и немонохроматичности излучения. Для изотропного рассеяния связь между $J(s)$ и $I(s)$ записывается в виде

$$J(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} W_w(u) W_l(t) W_\lambda(\lambda) \frac{I\sqrt{(s-u)^2+t^2}}{\lambda} du dt d\lambda, \quad (19)$$

где $W_w(u)$ и $W_l(t)$ — т. н. весовые ф-ции ширины и высоты коллимирующих щелей (приборные ф-ции прохождения вдоль и поперек направления регистрации в плоскости приёмника), $W_\lambda(\lambda)$ — спектральная ф-ция (распределение по длинам волн излучения в падающем пучке). В реальных экспериментах искажения ф-ции $I(s)$ могут быть весьма значительны (особенно из-за эффектов размыва на высоту щелей, в нейтронном рассеянии — из-за немонохроматичности излучения). Поэтому обработка данных, связанная с решением интегрального ур-ния (19), представляет собой, как правило, необходимый предварит. этап при извлечении структурной информации из данных М. р.

Лит.: Guinier A., Fournet G., Small-angle scattering of X-ray, N. Y. — L., 1955; Small-angle X-ray scattering, ed. by O. Glatter, O. Kratky, L., 1982; Останевич Ю. М., Сердюк И. И., Нейтронно-рентгенографическое исследование структуры биологических макромолекул, «УФН», 1982, т. 137, с. 85; Черемская П. Г., Методы исследования пористости твердых тел, М., 1985; Свиргу и Д. И., Фейн и Л. А., Рентгеновое и нейтронное малоугловое рассеяние, М., 1988; Физико-химия многокомпонентных полимерных систем, под ред. Ю. С. Ливатова, т. 1—2, К., 1988.

Д. И. Свиргу, Л. А. Фейн.

МАЛЮСА ЗАКОН — зависимость интенсивности линейно поляризованного света после его прохождения через анализатор от угла α между плоскостями поляризации падающего света и анализатора (см. *Поляризация света*). Установлен Э. Л. Малюса (E. L. Malus) в 1810. Если I_0 и I — соответственно интенсивности падающего на анализатор и выходящего из него света, то, согласно М. з., $I = I_0 \cos^2 \alpha$. Свет с иной (не линейной) поляризацией может быть представлен в виде суммы двух линейно поляризованных составляющих, к каждой из к-рых применим М. з. По М. з. рассчитываются интенсивности проходящего света во всех поляризационных приборах. Потери на отражение, зависящие от α и не учитываемые М. з., определяются дополнит. ельно.

МАНДЕЛСТАМА ПРЕДСТАВЛЕНИЕ (двойное спектральное представление) — простейшее интегральное представление для амплитуды рассеяния элементарных частиц (см. *Дисперсионный соотношений метод*) как ф-ции инвариантных квадрата полной энергии s в системе центра масс и квадрата передачи 4-импульса t .

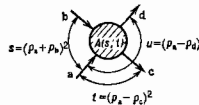


Рис. 1.

В простейшем случае бинарного процесса $a + b \rightarrow c + d$ (рис. 1) упругого рассеяния частиц с равными массами m (напр., двух нейтронов). М. п. имеет вид

$$A(s, t) = \frac{1}{\pi^2} \iint ds' dt' \frac{\rho_{in}(s', t')}{(s'-s)(t'-t)} + \frac{1}{\pi^2} \iint du dv dt' \frac{\rho_{in}(u', v', t')}{(u'-u)(t'-t)} + \frac{1}{\pi^2} \iint du dv ds' \frac{\rho_{in}(u', v', s')}{(u'-u)(s'-s)}$$

где действительные инвариантные переменные $s = (p_a + p_b)^2$, $t = (p_a - p_c)^2$, $u = (p_a - p_d)^2$ связаны друг с другом соотношением $s + u + t = 4m^2$ (p_a, p_b, c, d —

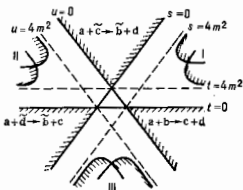


Рис. 2. Области аналитичности амплитуды процесса $a + b \rightarrow c + d$ (в случае одинаковых масс частиц). I, II, III — области, где отличны от нуля спектральные плотности ρ . Заштрихованные области перекрестных процессов.

4-импульсы частей a, b, c, d ; используется система единиц, в к-рой $c = 1$), а спектральные плотности ρ отличны от нуля только в областях I, II, III (рис. 2), так что амплитуда A аналитична при всех комплексных s и t за исключением этих вещественных областей. М. п. задает и аналитич. свойства амплитуды как ф-ции одной комплексной переменной (s или t) — это разрезы, определяемые асимптотами границы спектральных ф-ций; $s > 4m^2$, $t > 4m^2$, $u > 4m^2$.

Важным свойством М. п. является его явная *перекрестная симметрия*: она определяет единую аналитич. ф-цию, к-рая в разных областях переменных s , u описывает разл. перекрестные процессы (рис. 2).

Представление предложено С. Манделштамом (S. Mandelstam) в 1959 и строго доказано в квантовой механике с потенциалом взаимодействия определ. класса. Характерной особенностью М. п. в этом случае является нулевое значение спектральной плотности ρ_{in} . Однако в квантовой теории поля его удалось доказать лишь в рамках *перенормированной теории возмущений*.

М. п., наряду с *унитарности условием*, составляет основу дисперсионного подхода в теории элементарных частиц. Связывая амплитуды разл. процессов, оно приводит к системе нелинейных интегральных ур-ний. Однако возникающая система оказывается настолько широкой, что включает в себя амплитуды практически всех процессов, происходящих с элементарными частицами, и не поддается матем. разрешению. В ряде случаев с помощью разл. приближений удается сузить систему и получить интересные физ. результаты. М. п. прочно вошло в арсенал аналитич. методов теории элементарных частиц и лежит в основе многих моделей, напр. *струнных моделей адронов* (см. также *Двухность*).

Лит.: Ширков Д. В., Серебряков В. В., Мещеряков В. А., Дисперсионные теории сильных взаимодействий при высоких энергиях, М., 1967; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1968; Игнатьев К. Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984. А. В. Ефремов.

МАНДЕЛЬШТАМ — БРИЛЛЮЗНА РАССЕЯНИЕ (МБР) — рассеяние света на диэлектрич. флуктуациях плотности конденсиров. сред, сопровождающееся изменением частоты. В спектре МБР монохроматич. света наблюдаются дискретные, расположенные симметрично относительно частоты возбуждающего света спектральные компоненты, называемые компонентами Манделштама — Бриллюэна или компонентами тонкой структуры линии Рэлея. Рассеяние предсказано Л. И. Ман-

дельштамом (1918—26) и Л. Н. Бриллюэном (L. N. Brillouin, 1922); обнаружено при рассеянии в кристалде кварца и в жидкости Е. Ф. Гроссом (1930) и впоследствии им же подробно исследовано.

Адиабатич. флуктуации плотности можно представить как результат интерференции распространяющихся в среде по всевозможным направлениям упругих волн разл. частоты со случайными фазами и амплитудами (т. е. дебаевских волн, к-рые рассматриваются в *Дебаз законе теплоемкости*). Плоская световая волна, распространяющаяся в такой среде, дифрагирует (рассеивается) во всех направлениях на этих упругих волнах, модулирующих диэлектрич. проницаемость среды. Каждая из упругих волн создаст периодич. решётку, на к-рой и происходит дифракция света аналогично дифракции света на *узлы решетки*. Максимум интенсивности света, рассеянного на упругой волне с длиной волны λ , наблюдается в направлении θ (рис.), отвечающем *Брэгга — Вульфа условию*

$$2n\lambda \sin\theta/2 = \lambda, \quad (1)$$

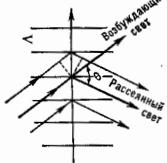
где λ — показатель преломления, λ — длина волны света в вакууме. Поскольку каждая упругой волна, распространяющейся в нол-ром направлении со скоростью v , соответствует волна той же частоты, будуча направл. можно считать, что в среде имеются стоячие упругие волны, временное изменение плотности в к-рых с частотой $f = v/\lambda$ вызывает модуляцию рассеянного света. Следовательно, в рассеянном свете появляются дискретные компоненты с частотой $\nu \pm \Delta\nu$ (стокова и антистокова), где $\Delta\nu = f$. Условие $\nu \pm \Delta\nu$ приводит к выводу для отност. изменения частоты света, рассеянного в направлении θ :

$$\Delta\nu/\nu \approx \pm 2n(v/c)\sin\theta/2, \quad (2)$$

где c — скорость света в вакууме. Рассмотрение отражения света от бегущих упругих волн в направлении, соответствующем условию (1), приводит к такому же результату. Изменение частоты в этом случае обусловлено *Допплер эффектом*. Ширина компонент Манделштама — Бриллюэна $\delta\nu$ определяется коэф. затухания α (см^{-1}) упругих волн $\delta\nu = \alpha v/2\lambda$.

Поскольку обычно $f = \Delta\nu \ll \nu$, смещение частоты при МБР относительно невелико: $\Delta\nu/\nu \approx 2v/c \sim 10^{-3} - 10^{-4}$. Такие величины измеряются интерферометрич. методами, напр. *интерферометром Фабри — Перо*. Существенным и хорошо наблюдаемым оказывается МБР видимого света ($\nu \sim 10^{14}$ Гц) на *гиперзвуке* ($f \sim 10^9 - 10^{10}$ Гц). В жидкостях наблюдаются 2 компонента Манделштама — Бриллюэна, в твёрдом аморфном теле — 4 компонента, 2 из к-рых вызваны продольными и 2 — поперечными гиперзвуковыми волнами при θ , отличном от нуля. В кристалле в общем случае вследствие анизотропии скоростей распространения гиперзвука (3 различные скорости для каждого направления) и анизотропии распространения возбуждающего и рассеянного света (4 возможные комбинации для состояний поляризации падающего и рассеянного света) должно наблюдаться 24 компонента Манделштама — Бриллюэна. Кроме того, во всех случаях наблюдается также смещение на частоте центр. компонента тонкой структуры, вызванная рассеянием на изобарич. флуктуациях энтропии (см. *Рассеяние света*).

При обычных (нелазерных) источниках света световая волна не влияет на состояние среды и вызывающее рассеяние упругие волны обусловлены только тепловым движением молекул. Такое рассеяние света называется *рассеянием*. Когда интенсивность световой волны дост-



Рассеяние света на упругой волне.

таточно велика (напряженность электрич. поля возм. $\sim 10^6 \sim 10^8$ В/см сравнима с внутриатомным полем), развивается процесс в направлении распада и я. Мандельштама — Бриллюэна. В этом случае бегущая интерференц. картина электрич. полей возбуждающей и рассеянной световых волн усиливает те упругие волны, к-рые вызвали неравнозначное тепловое рассеяние. Механизм усиления обусловлен силами электрострикции, стягивающими вещество в места с большим локальным значением напряженности электрич. поля и усиливающим таким образом упругие волны. Рост амплитуды упругих волн приводит к соответствующему увеличению эффективности рассеяния, а это в свою очередь усиливает упругие волны. В результате интенсивность рассеянной волны нелинейно возрастает по мере распространения в среде. В процессе вынужденного МБР возникает интенсивный гнирзвук, верх. граница частоты к-рого $\sim 10^5$ МГц для твердого тела и $\sim 10^3 \sim 10^4$ МГц для жидкости.

Исследование МБР позволяет получать ценную информацию о свойствах рассеивающей среды. Практич. ценность явления вынужденного МБР связана с возможностью управлять с его помощью параметрами лазерного излучения и в первую очередь с возможностью осуществлять обращение волнового фронта.

Лит.: Фабелинский И. Л., Молекулярное рассеяние света, М., 1965; Старинов В. С., Фабелинский И. Л., Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна, *УФН*, 1969, т. 38, с. 441.

МАРГАНЕЦ (лат. Manganum), Mn, — хим. элемент побочной подгруппы VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 25, ат. масса 54,9380. В природе представлен одним стабильным изотопом ^{55}Mn . Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2 3p^6 3d^5 4s^2$. Энергии последоват. ионизации равны соответственно 7,435; 15,640; 33,70; 51,2; 72,4 эВ. Металлич. радиус 0,130 нм, радиус ионы Mn^{2+} , Mn^{3+} и Mn^{7+} равны соответственно 0,091, 0,052 и 0,046 нм. Значение электроотрицательности 1,60.

Свободный Mn — серебристо-белый хрупкий металл. Известны 4 модификации Mn. До темп-ры 700 °C устойчив α -Mn с кубич. объемноцентриров. решеткой, параметр $a = 0,89119$ нм, 58 атомов в элементарной ячейке; при темп-рах 700—1079 °C существует β -Mn с кубич. объемноцентриров. решеткой, параметр $a = 0,63145$ нм, 20 атомов в элементарной ячейке; при 1079—1143 °C существует γ -Mn с гранецентриров. тетрагональной решеткой; выше 1143 °C устойчив δ -Mn с кубич. объемноцентриров. решеткой (по др. данным, темп-ры переходов: $\alpha \rightarrow \beta$ 727 °C, $\beta \rightarrow \gamma$ 1095 °C, $\gamma \rightarrow \delta$ 1133 °C, $t_{\text{пл}} = 1245$ °C, $t_{\text{пл}} 1962 \sim 2119$ °C (по разным данным). Плотность α -Mn 7,46 кг/дм³ (20 °C); теплота плавления 12,56 кДж/моль, теплота испарения 226,9 кДж/моль; уд. теплоемкость (25 °C) 26,29 кДж/(моль·K); термич. коэф. линейного расширения $2,23 \cdot 10^{-5}$ град⁻¹ (20 °C), теплопроводность 0,836 Вт/(м·K) (10 °C); уд. электрич. сопротивление $1,5 \sim 2,6$ МкОм·м; термич. коэф. электрич. сопротивления $1,7 \cdot 10^{-3}$ K⁻¹. М. парамагнетик, $\chi = 9,63 \cdot 10^{-6}$ (при 293 K). М. в α - и β -модификации при 20 °C хрупок и тверд, а γ -Mn пластичен, но при охлаждении деформация приводит к объемным напряжениям в металле. В металле, М. заметно растворим водород.

В хим. соединениях проявляет степени окисления от +2 до +7 (наиб. характерны +2, +4, +7). Соединения, отвечающие степени окисления +1, — сильные окислители (напр., перманганат калия KMnO_4). Мн. соединения токсичны.

Осн. область применения М. — черная металлургия. М. входит в состав всех чугунов и сталей. Его вводят также в состав разл. бронз, мanganина и др. нежелезных сплавов. Соединения М. и кремния Mn_2Si и MnSi — высокотемпературные полупроводниковые материалы, последний используется в термоэлектрич. Мн. сплавы М. ферромагнитны. Оксид марганца (4+) MnO_2 (пирролизит) используют в произ-ве стекла и в качестве

деполяризатора в сухих элементах. Входит в состав разл. красителей. Из искусственно полученных радиоизотопов М. применено находят ^{56}Mn (β^- -радиоактивен, $T_{1/2}$ 2,5785 года) и ^{54}Mn (электронный захват, $T_{1/2}$ 312,5 сут).

С. С. Вердосов. **МАРКОВСКИЕ СЛУЧАЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ** — процесс с баз вероятностного последствия, статич. свойства к-рых в последующие моменты времени зависят только от значений процессов в данный момент и не зависят от их предистории. М.с.п. — удобная матем. идеализация разл. случайных процессов, встречающихся в физике. К ним относятся процессы типа броуновского движения, равновесные и неравновесные флуктуации параметров макроскопич. систем, сравнительно медленные изменения амплитуды и фазы сигналов автогенераторов под действием быстро меняющихся естеств. шумов и т. д. Эффективность марковского процесса приближения при рассмотрении реальных случайных процессов обусловлена существованием развитого матем. аппарата для анализа статич. свойств М.с.п.

Тип М.с.п. $X(t)$ определяется тем, к какому множеству принадлежит аргумент t и возможные значения процесса x . Если t и x принимают дискретные значения, $X(t)$ представляет собой марковскую цепь. М.с.п. с непрерывным временем, принимающие значения из дискретного множества $\{x_k\}$, наз. дискретнозначными марковским процессом. К ним относятся, в частности, телеграфный процесс с двумя значениями ± 1 , смена к-рых происходит в случайные моменты времени.

Рассмотрим непрерывнозначный М.с.п. с непрерывным временем. Пусть в моменты $t_1 > t_2 > \dots > t_n$ известны значения процесса $X(t_i) = x_i$, $i = 1, \dots, n$ и $W(x, t | x_1, t_1; \dots; x_n, t_n)$ — условная плотность вероятности значений процесса в момент $t > t_1$, тогда справедливо равенство

$$W(x, t | x_1, t_1; \dots; x_n, t_n) = W(x, t | x_1, t_1),$$

выражающее отсутствие последствия. Условную плотность вероятности $W(x, t | y, s)$, $t > s$, полностью определяющую [вместе с безусловной плотностью вероятности $W(y, s)$] все статич. свойства М.с.п., наз. плотностью вероятности переходов. Она удовлетворяет интегральному уравнению Смолуховского

$$W(x_1, t_1 | x_2, t_2) = \int W(x_1, t_1 | x_2, t_2) W(x_2, t_2 | x_3, t_3) dx_2, \\ t_1 > t_2 > t_3,$$

от к-рого можно перейти к кинетич. уравн-ю

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \frac{\partial^n}{\partial x^n} (K_n W).$$

Здесь

$$K_n(x, t) = \lim_{\tau \rightarrow 0} \tau^{-1} \int (z - x)^n W(x, t + \tau | x, t) dz =$$

кинетич. коэф., описывающие локальные свойства М.с.п. в момент t в точке x . Для разрывных М.с.п., реализации к-рых скачком меняют значения в случайные моменты времени, кинетич. уравн. эквивалентны интегро-дифференц. Колмогорова — Феллера уравнениям.

М.с.п., реализации к-рых с вероятностью 1 непрерывно во времени, наз. непрерывными или диффузными процессами. Для них отличны от нуля только два кинетич. коэф.: коэф. сноса $A(x, t) = K_1(x, t)$ и коэф. диффузии и $B(x, t) = K_2(x, t)$. При этом кинетич. уравн. переходит в Фоккера — Планка уравнение (см. также Колмогорова уравнения):

$$\frac{\partial W}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (AW) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (BW).$$

Если $K_n = K_n(t)$ или $K_n = K_n(x)$, то М.с.п. наз. о д н о р о д н ы м в пространстве или во времени. В последнем случае плотность вероятности переходов задается лишь от разности времён: $W(x,t|y,s) = W(x,t-s|y)$. Простейшим однородным в пространстве и во времени непрерывным М. с. п. является *винеровский случайный процесс*, для k -рого $K_1 = 0$, $K_2 = 1$. Он описывает, напр., свободную диффузию частиц в среде с пост. темп.-рой. Простейшим однородным во времени процессом является процесс Орнштейна — Уленбека, для k -рого $K_1 = -hx$, $K_2 = 1$. У-р-ние Фоккера — Планка в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial W}{\partial t} = h \frac{\partial}{\partial x}(xW) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 W}{\partial x^2}. \quad (1)$$

Статистич. характеристики М. с. п. находят, исследуя решения кинетич. у-р-ний с теми или иными начальными и граничными условиями. Так, плотность вероятности переходов процесса Орнштейна — Уленбека, удовлетворяющая у-р-нию (1) с начальным условием $W(x,0|y) = \delta(x-y)$ равна

$$W(x,t|y) = \bar{h}^{-1/2} \exp[-\bar{h}(x-ye^{-h\bar{t}})^2] / \sqrt{\pi}, \\ \bar{h} = h/(1 - e^{-2ht}).$$

Для однородных во времени процессов может существовать стационарная плотность вероятности

$$W_{ст}(x) = \lim_{t \rightarrow \infty} W(x,t|y),$$

удовлетворяющая, в случае диффузионного процесса, обыкновенному дифференц. у-р-нию

$$\frac{d}{dx}(A V_{ст}) = \frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2}(B W_{ст}).$$

При анализе М. с. п., реализации k -рых обрываются или отражаются на заданных границах, кинетич. у-р-ния дополняют граничными условиями.

Реализации М. с. п. с непрерывным временем удовлетворяют дифференц. *стохастическим уравнениям*. Напр., реализации диффузионного процесса $X(t)$ удовлетворяют у-р-нию

$$dX/dt = a(X(t),t) + b(X(t),t)\xi(t), \\ X(x) = y, \quad (2)$$

здесь $a(x,t)$ и $b(x,t)$ — детерминиров. ф-ции, а $\xi(t)$ — белый шум, для k -рого

$$\langle \xi \rangle = 0, \quad \langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle = D\delta(\tau).$$

Кинетич. коэф. диффузионного процесса, описываемого у-р-нием (2), равны:

$$A = -a + (D/4)\partial b^2/\partial x, \quad B = Db.$$

Лит.: Стратонович Р. Л., Избранные вопросы теории флуктуаций в равновесии, М., 1961; Тихонов В. В., Ми ро н о в М. А., Марковские процессы, М., 1977; Справочник по теории вероятностей и математической статистике, 2 изд., М., 1985. А. И. Малахов, А. И. Саичев.

МАРКОВСКОГО ПРОЦЕССА ПРИБЛИЖЕНИЕ — приближённый метод решения дифференц. у-р-ний, содержащих случайные параметры; основан на малости отношения времени корреляции воздействий τ_0 ко времени корреляции отклика τ_1 . Формально соответствует пределу $\tau_0/\tau_1 \rightarrow 0$. Непосредственно применим лишь к причпным задачам, в k -рых значения динамич. переменных в нек-рый момент времени функционально не зависят от последующих по времени значений случайных параметров. В физ. задачах М. п. является гл. членом разложения по малому параметру τ_0/τ_1 и, в отличие от методов теории возмущений, допускает описание сильных флуктуаций, возникающих в физ. системе под влиянием случайных воздействий.

Пусть поведение динамической системы описывается обыкновенными дифференц. у-р-ниями:

$$\frac{d\xi_i(t)}{dt} = v_i(\xi_1, \dots, \xi_n; t) + \Phi_i(\xi_1, \dots, \xi_n; t), \quad (1)$$

$$\xi_i(t_0) = a_i, \quad i = 1, \dots, n.$$

Здесь $v_i(x_1, \dots, x_n; t)$ — детерминиров. ф-ции своих аргументов, а $\Phi_i(x_1, \dots, x_n; t)$ — случайная ф-ция ($n+1$) переменной, обладающая след. свойствами (...): означает статистич. усреднение, $x = \{x_1, \dots, x_n\}$:

$$\langle \Phi_i(x; t) \rangle = 0, \quad (2)$$

$$\langle \Phi_i(x; t) \Phi_j(x'; t') \rangle = B_{ik}(x, x'; t, t'), \quad (3)$$

$$\Phi_i(x; t) - \text{гауссовы случайные функции}. \quad (4)$$

В у-р-нии (1) случайна как сама ф-ция $\Phi_i(x; t)$ при детерминиров. аргументах, так и ф-ции $\xi_i(t)$, входящие в аргументы Φ_i : $\Phi_i(\xi; t)$. Условия (2) — (4) накладываются на случайные ф-ции $\Phi_i(x; t)$ при детерминиров. аргументах.

Если реальную корреляц. ф-цию (3) заменить ф-цией вида

$$B_{ik}(x, x'; t, t') \rightarrow B_{ik}^{ф\phi}(x, x'; t, t') = 2F_{ik}(x, x'; t)(t-t')$$

и считать, что входящие в (1) гауссовы случайные ф-ции характеризуются корреляц. ф-цией $B_{ik}^{ф\phi}$, то это соответствует замене истинного времени корреляции τ_0 нулем и эквивалентно переходу к М. п. п. При этом в (1) возникают два стремящихся к нулю временных масштаба: один — при вычислении производной $d\xi_i/dt = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} [\xi_i(t+\Delta t) - \xi_i(t)]/\Delta t$, другой — при стремлении к нулю τ_0 . Ниже предельный переход $\tau_0 \rightarrow 0$ совершают после выполнения перехода $\Delta t \rightarrow 0$, т. е. предполагают, что $\Delta t/\tau_0 \rightarrow 0$. Ф-ции F_{ik} находят из условия

$$F_{ik}(x, x'; t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B_{ik}(x, x'; t + \frac{\tau}{2}, t - \frac{\tau}{2}) d\tau.$$

При сделанных предположениях плотность вероятностей

$$W(x,t) \approx \langle \delta(\xi_1(t) - x_1) \dots \delta(\xi_n(t) - x_n) \rangle$$

решения системы (1) удовлетворяет *Эйнштейна — Фоккера — Планка уравнению*

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [A_i(x,t)W] = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} [F_{ik}(x, x'; t)W], \quad (5)$$

где $A_i(x,t) = v_i(x,t) + \left[\frac{\partial F_{ik}(x, x'; t)}{\partial x_k} \right]_{x'=x}$,

по повторяющимся индексам производится суммирование. Совместная плотность вероятностей для величин $\xi_i(t_1), \dots, \xi_i(t_n)$ при $t_n \geq t_{n-1} \geq \dots \geq t_1$ в этом случае распадается на произведение

$$W(x_n, t_n; x_{n-1}, t_{n-1}; \dots; x_1, t_1) = \\ = P(x_n, t_n | x_{n-1}, t_{n-1}) \cdot P(x_{n-1}, t_{n-1} | x_{n-2}, t_{n-2}) \times \dots \\ \times \dots \cdot P(x_2, t_2 | x_1, t_1) W(x_1, t_1),$$

а ф-ция $P(x, t; x_0, t_0)$ (переходная вероятность) удовлетворяет по переменным x, t у-р-нию (5) с нач. условием $P(x, t_0 | x_0, t_0) = \delta(x - x_0)$. Т. о., случайный процесс $\xi(t)$ является марковским.

В реальных физ. задачах время корреляции флуктуаций всегда конечно и вопрос о пригодности М. п. п. сводится к учёту конечности малого параметра τ_0/τ_1 . Одно из условий применимости М. п. п. всегда имеет вид $t \gg \tau_0$, но обычно возникает и др. условия.

М. п. п. применимо и к причпным задачам, описываемым у-р-ниями с частными производными, однако здесь уже нет такой универсальной формулировки, как для обыкновенных дифференц. у-р-ний.

Задачи, описываемые дифференц. у-р-ниями с двухточечными граничными условиями (напр., в задаче о распространении волны одно из граничных условий

ставится в точку возбуждения волны, а второе описывает её отражение от нагруги (в конце), непосредственно нельзя описать. М. п. п. Однако в ряде случаев такие задачи можно свести к вспомогат. задачам Коши (методом инвариантного погружения или др. способами), после чего к ним применимо М. п. п.

Лит.: Клячкин В. И., Татарский В. И., Приближенные диффузионные случайного процесса в некоторых нестационарных статистических задачах физики, «УФН», 1973, т. 110, с. 498; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Слюняев процесс, ч. 2 — Рытов С. М., Крайнов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1976—78; Клячкин В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно нелинейных средах, М., 1980, гл. 2; В. И. Татарский.

МАРС — четвёртая по порядку от Солнца большая планета Солнечной системы. Ср. расстояние от Солнца 1,524 а. е. (227,9 млн. км). Эксцентриситет орбиты 0,0934, наклон плоскости орбиты к эклиптике $0^{\circ} 51'$; экватор М. наклонён к плоскости его орбиты на $25,2^{\circ}$, что вызывает сезонные изменения на планете. Период обращения М. вокруг Солнца 686,98 сут (сидерический период обращения). Ср. скорость движения на орбите 24,43 км/с. Экваториальный радиус 3394 км, полярный — 3376,4 км, динамич. полярное сжатие $\approx 1/200$. Найдена значит. асимметрия М. вдоль полярной оси: уровень поверхности почти во всем южном полушарии лежит на 3—4 км выше, чем в северном. Период вращения М. вокруг своей оси 24 ч 37 мин 22,58 с. Расстояние в перигелии 207 млн. км, в афелии 249 млн. км. Кол-во солнечной энергии, получаемой М. при наб. и напм. расстояниях от Солнца, различается на 20—30%. Масса М. $6,44 \cdot 10^{23}$ кг (0,108 земной), ср. плотность 3950 кг/м^3 ; ускорение свободного падения на экваторе $3,76 \text{ м/с}^2$; первая космическая скорость $3,6 \text{ км/с}$, вторая — 5 км/с . Барометрич. сферич. альbedo $0,20 \pm 0,05$; ср. эффективная темп-ра поверхности 246 К.

Благоприятные условия для исследования М. наземными и космич. средствами воинакют на время противостояний, происходящих с интервалом 779,94 сут (ср. синодич. период обращения). Расстояние между М. и Землей в противостояниях не одинаковы и меняются циклами продолжительностью в 15—17 лет. Противостояния при прохождении М. вблизи перигелия наиб. благоприятны, т. к. в этот период расстояния между планетами становятся наименьшими, ≈ 36 млн. км; они происходят один раз за цикл и наз. великими противостояниями.

При наблюдениях с Земли на М. выделяются светлые области красно-оранжевого цвета, занимающие ок. 75% его поверхности, к-рые исторически получали назв. «материка», и тёмные области серо-зелёного оттенка — «моря». Определ. зависимости в относительном высотном расположении «материков» и «морей» не выявлено. Перепады высот в планетарном масштабе, впервые обнаруженные радиолокац. исследованиями привокторальной области М., достигают 14—18 км.

Наиб. прогресс в исследованиях М. достигнут благодаря полётам космич. аппаратов (сов. «Марс-1»—7, «Фобос-2», амер. «Маринер-4», «7», «9», «Викинг-1», «2»). Отсытая поверхность М. с разрежением менее 1 мм. Сильно кратеровые участки поверхности М. с диаметрами кратеров от неск. км до сотен км характерны в осн. для средние и высокоширотных районов южного полушария. Сглаженность кратеров больше, чем на Луне и Меркурии, но значительно меньше, чем на Венере. Крупным кратером присвоены имена советских и зарубежных учёных, кратером меньшего размера дано наименование небольшого насел. пунктов на Земле.

Очевидные следы вулканизма и тектонич. деятельности на планете служат доказательством геологич. активности, завершившейся, видимо, ок. 1 млрд. лет назад. Громадные потухшие цитовые вулканы диаметрами в основании до 600 км и выс. до 27 км сосредоточены в возвышенной области Фарсида в северном полушарии. Об интенсивной тектонич. деятельности

свидетельствуют многочисленные разломы и сбросы марсианской коры — грабени, угёсы, обширные ущелья с системой ветвящихся каньонов, достигающие неск. км в глубину, десятков км в ширину, сотен км в длину.

В формировании совр. облика М. важную роль сыграли также интенсивная ветровая и, по-видимому, водная эрозия, осадконакопление и глинизация процессов. Белые полярные шапки образуются вблизи полюсов в период с начала марсианской осени до конца весны в соответствующем полушарии за счёт конденсации углекислого газа, а их исчезающая за лето часть (значительная у северной полярной шапки) состоит в осн. из обычного льда, возможно, с примесью клатратов CO_2 . С динамикой сезонных изменений размеров шапок связаны изменения отражат. свойств поверхности М., включая известную «волну потемнения», распространяющуюся в целом от полярных шапок к экватору в весенний период. Тёмные области систематически на неск. градусов теплее светлых. «Волна потемнения» и периодич. изменение очертаний светлых и тёмных областей являются следствием перераспределения пыле-песчаного тонкодисперсного материала вдоль поверхности при перестройке циркуляц. процессов в атмосфере и смене направлений местных ветров. Этот материал, выдуваемый из кратеров, образует характерные шлейфы позади их кромок; на поверхности и внутри кратеров часто образуются песчаные дюны. Данные о тепловой инерции поверхностных слоёв М. согласуются с моделью раздробленного грунта со ср. размерами частиц $0,01—0,05 \text{ см}$ в слое проникновения теплового волны ($5—7 \text{ см}$) вследствие суточного и годового хода темп-ры. По результатам определения диэлектрич. проницаемости материала поверхности на глубине в неск. десятков см ср. значение плотности $1500—2000 \text{ кг/м}^3$. Из анализа углубления опор космич. аппарата ср. плотности $1200—1800 \text{ кг/м}^3$. Значит. суточно-сезонные вариации темп-ры, достигающие св. 100 K , и, в частности, отсутствие колебаний темп-ры вне на глубине в неск. десятков см свидетельствуют о крайне слабой теплопроводности марсианского грунта ($\approx 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ кал} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$). Согласно модели, отвечающей данным размерам содержания хим. элементов в грунте, осн. соединениями являются (% по массе): $\text{SiO}_2—45$; $\text{Fe}_2\text{O}_3—18$; $\text{Al}_2\text{O}_3—5$; MgO—8 ; CaO—5 ; $\text{SO}_2—8$; содержание щелочных металлов очень низкое.

Атмосфера М. разрежена, давление у поверхности в зависимости от рельефа изменяется от 0,18 до 1 кПа. За ср. давление, примерно соответствующее давлению на поверхности ср. уровня (от этого уровня отсчитывают высоту гор и глубину впадин), принято давление в тройной точке на фазовой диаграмме воды (0,611 кПа). Состав атмосферы (% по объёму): $\text{CO}_2—95$; $\text{N}_2—2,7$; Ar—1,6 ; $\text{O}_2—0,15$. Содержание водяного пара очень низкое и испытывает заметные суточно-сезонные колебания: от менее 1 мкм осаджённой воды в зимнем полушарии до почти 100 мкм осаджённой воды над полярной шапкой летом. Обнаружены отд. районы повышенной влажности в ср. широтах, а также небольшие кол-во озона, практически не влияющие на ослабление интенсивной солнечной УФ-радиации, проникающей сквозь разреженную атмосферу М. до поверхности. Ср. темп-ра у поверхности близка к эффективной, двём темп-ра поверхности выше, ночью ниже, чем темп-ра атмосферы. Суточно-сезонные вариации темп-ры составляют $100—150 \text{ K}$, миним. темп-ра на полярных шапках зимой опускается ниже темп-ры конденсации CO_2 (148 K при 0,61 кПа). Из-за больших температурных контрастов на поверхности и малой плотности атмосфера М. очень динамична, скорости ветра достигают неск. десятков м/с, а во время пылевых бурь $80—100 \text{ м/с}$. Периоды глобальных пылевых бурь обычно совпадают с противостояниями М. Облака пыли поднимаются до высот $\approx 10 \text{ км}$, почти полностью сглаживая температурные контрасты на поверхности. Распределение

темпы в атмосфере по вертикали стремится к изотермическому, а темпы на поверхности падает на 20—30 К. Число пылевых частиц в атмосфере во время бури достигает 10^{12} — 10^{13} в 1 м^3 ($\sim 10^{-2}$ кг/м³), ср. размер частиц 1—3 мкм. В спокойной атмосфере также присутствует пыль со ср. размерами частиц 0,05—0,1 мкм. В отличие от пылевых (желтых) облаков, белые и синие облака в атмосфере имеют конденсат, природу — в тропосфере на H_2O , в стратосфере преим. из CO_2 . (Подразделение облаков по цветовому признаку обусловлено соответствующим светофильтром, через к-рый они наблюдаются.) В верх. атмосфере до 150 км преобладает CO_2 , выше — O и CO , начиная с высоты ок. 400 км. — Не и H_2 . Ионосфера М. менее плотная, чем земная, и более поджата к планете: дневной максимум на выс. 135—140 км имеет электронную концентрацию $N_e = (1,5-2) \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, второй, менее чёткий максимум находится на выс. ок. 110 км с $N_e = 7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. На ночной стороне максимум N_e опускается до высот 100—110 км (N_e в нём не превышает $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$). Осн. компонентом марсианской ионосферы является ион O^+ .

Обнаружение на поверхности длинных, ветвищихся долин типа высохших речных русел, выглаженных долин и островов свидетельствует о водной эрозии в определённые (равнинные) периоды марсианской истории. Газовый и изотопный анализ атмосферы, включая составление относ. содержания инертных газов с их содержанием на Земле и в метеоритах, дают основание считать, что когда-то Марс обладал существенно (примерно в 20 раз) более плотной атмосферой и на его поверхности могла быть вода в жидком состоянии. Общее её содержание в совр. эпоху в виде подповерхностного льда и полярных шапок оценивается эфф. толщиной равномерно разлитого по поверхности слоя $\approx 30 \text{ м}$ (ср. глубина Мирового океана на Земле $\approx 4 \text{ км}$).

Относительно проявлений биол. активности или возможных следов биосферы на М. ничего определённого пока сказать нельзя. Эксперименты на космич. аппарате «Викинг» дали противоречивые результаты. Возможно, что осн. препятствием к обнаружению к.-п. форм жизни являлся недостаточная чувствительность (для неэффективности) использованных методов в условиях сильноокислительной среды в поверхностном слое планеты.

У М. предполагалось магн. поле с напряжённостью на экваторе, приведённой к поверхности, $\approx 51,8 \text{ мА/м}$ (в $\sim 10^3$ раз слабее земного), однако вывод о принадлежности его самой планете подвергнут сомнению измерениями КА «Фобос-2».

У М. есть два спутника: Фобос (Страх) и Деймос (Ужас). Фобос обращается вокруг М. с периодом 7 ч 39 мин (сидерич. период) на ср. расстоянии 3350 км, т. е. обогонет планету в её суточном вращении. Сидерич. период Деймоса, обращающегося на ср. расстоянии 23 500 км, — 30 ч 17 мин. Оба спутника всегда обращены к М. одной стороной и имеют неправильную, астероидоподобную форму с макс. размерами соответственно 21×26 и $12 \times 13 \text{ км}$. Поверхности их покрыты многочисл. кратерами (плотность кратеров в 100 раз больше, чем на М.). Возможно, они сохранились со времени аккреции планеты или (что более вероятно) захвачены позднее её гравитат. полем.

Лит.: Марс в В. И. Физика планеты Марс. М., 1978; Марс в М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 вып., М., 1986. М. Я. Марс.

МАРТЕНСИТНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ [от имени А. Мартенса (A. Martens)] — один из видов структурных превращений (см. *Полиморфизм*), при к-ром изменение взаимного расположения составляющих кристалл атомов (молекул) происходит в результате отнес. смещений соседних атомов на расстояния, малые по сравнению с межатомным расстоянием. Перестройка кристаллич. решётки обычно сводится к деформации её элементарной ячейки, и конечная фаза М. п. может рассматриваться как однородно деформированная ис-

ходная фаза. Величина деформации мала ($\sim 10^{-2}$ — 10^{-3}) и соответственно мал (по сравнению с энергией связи частиц в кристалле) энергетич. барьер, препятствующий однородному переходу исходной фазы в конечную.

М. п. развивается путём образования и роста областей более стабильной фазы в исходной метастабильной. Необходимым условием М. п. является сохранение упорядоченного контакта между сосуществующими фазами. Упорядоченное строение межфазных границ при малости барьера для однородного фазового перехода обеспечивает их малую энергию и высокую подвижность (см. *Межфазные границы*). В соответствии с малой величиной межфазной поверхностной энергии избыточная энергия, необходимая для зарождения кристаллов новой фазы, мала и при нек-ром отклонении от равновесия фаз становится сопоставимой с энергией дефектов, присутствующих в исходной фазе. Поэтому зарождение мартенситной фазы происходит с большой скоростью и может не требовать тепловых флуктуаций (ветерич. М. п.).

Вследствие воздействия образовавшейся фазы на прилегающие объёмы исходной фазы барьер для перемещения межфазной границы существенно меньше, чем энергетич. барьер для однородного перехода. При небольших отклонениях от равновесия фаз барьер для межфазной границы исчезает. При этом рост мартенситной фазы лимитируется только скоростью отвода энергии или взаимодействием границы с дефектами и происходит со скоростью порядка звуковой. Т. к. безбарьерное развитие М. п. не связано с тепловой активацией, то М. п. в низкотемпературную фазу всегда может быть «заморожено» быстрым охлаждением и может протекать при $T \rightarrow 0 \text{ К}$. При достаточно большом отклонении от равновесия фаз возможна потеря устойчивости исходной метастабильной фазы; барьер для однородного фазового перехода исчезает. Соответствующее падение сопротивления упругому искажению, переводящему кристалл в новую фазу, наблюдалось при охлаждении в нек-рых сплавах ($\text{Cu} - \text{Ti}$, $\text{V}_3 - \text{Si}$).

Сущность. роль при М. п. играют внутр. напряжения, возникающие из-за упругого «приспособления» кристаллич. решётки, соприкасающихся фаз. Упругие поля напряжений приводят к смещению равновесия взаимодействующих фаз относительно положения истинного термодинамич. равновесия для изолированных, некажённых фаз. Поэтому темп-ра начала М. п. может значительно отличаться от темп-ры истинного равновесия.

Стремление к минимуму упругой энергии определяет внутр. структуру и взаимное расположение мартенситных кристаллов. Новая фаза образуется в форме тонких пластинок, определ. образом ориентированных относительно кристаллографич. осей. Пластинки, как правило, не являются монокристаллами, а представляют собой пакеты плоскостараллельных доменов — областей новой фазы, различающихся ориентацией кристаллич. решётки (между собой домены находятся в двойниковом отношении; см. *Домены упругие, Двойникование*). Интерференция полей напряжений от раал. доменов приводит к их частичному уничтожению. Дальнейшее уменьшение упругих полей достигается за счёт формирования ансамблей из закономерно расположенных пластинок. Т. а. о. в результате М. п. возникает поликристаллич. фаза со своеобразным иерархич. порядком (ансамбли — пластины — домены) в расположении структурных составляющих (см. *Гетерофазная структура*). Деформирование материала с такой структурой происходит в осн. за счёт смещения доменных границ («сверхупругость»). При нагреве происходит обратное превращение мартенситной фазы в исходную, и тело восстанавливает первонач. форму, к-ую оно имело до М. п. (память формы).

Рост внутр. напряжений в процессе М. п. в определ. условиях приводит к установлению двухфазного термомупругого равновесия, к-рое обратно смещается при

изменении внеш. условий: под действием механич. нагрузок или при изменении темп-ры размеры отд. кристаллов и их число изменяются.

Представленная картина, к-рой достаточно полно отвечают М. п. в сплавах цветных металлов, обычно искажена процессами пластич. релаксации — рождением и перемещением *дислокаций*. Релаксация внутр. напряжений делает М. п. существенно необратимым: между прямым и обратным превращением возникает *гистерезис*. «Оседание» дислокаций на межфазных границах уменьшает подвижность границ и увеличивает их энергию; соответственно растёт барьер для зарождения новой фазы. Чем больше степень релаксации, тем при меньших отклонениях от точки истинного равновесия фаз может проходить М. п., во тем меньше его скорость и менее отчётливо проявляется характер продуктов превращения. В одном и том же материале в зависимости от степени отклонения от точки истинного равновесия фаз и скорости релаксации наблюдаются разл. варианты превращения (быстрые итермические М. п., изотермические М. п.; нормальные, подобные *кристаллизации*). Поскольку сопротивление деформации уменьшается с повышением T , характерные особенности М. п. при высоких T проявляются слабее, чем при низких.

М. п. обнаружены во мн. кристаллич. материалах: в чистых металлах (Fe, Ti, U, Na, Zr, Ce, Tl и др.), сплавах, ионных ковалентных и молекулярных кристаллах. Наиб. полно изучены М. п. в *сплавах* на основе Fe, в частности в связи с изучением закалки стали. Возникающая при закалке стали фаза — *м а р т е н с и т* дала назв. всему классу превращений. Важные практич. применения имеет также изменение формы при М. п.

В сочетании с диффузионным перераспределением компонентов и изменением атомного порядка М. п. составляют основу многочисленных структурных превращений, благодаря к-рым с помощью термич. и механич. обработки кристаллич. материалов осуществляется направленное изменение их свойств.

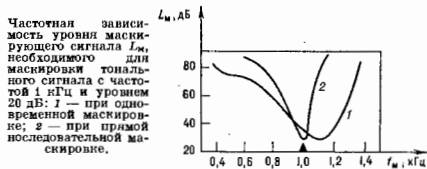
Родственны М. п. сегнетоэлектрич. переходы (см. *Сегнетоэластики*), для к-рых параметром фазового перехода также служит деформация. Однако в отличие от М. п., являющихся переходами 1-го рода, они являются фазовыми переходами 2-го рода.

Лит.: Несовершенство кристаллического строения и мартенситные превращения. [Сб. ст.], М., 1972; Курдюмов Г. В., Утевский Л. М., Энгельс Р. И., Превращения в железе и стали, М., 1971; Вайнштейн Х., Дингель Л., Мартенситные превращения в сплавах на основе меди, серебра и золота, пер. с англ., М., 1980. А. Л. Ройтбурд.

МАСКИРОВКА ЗВУКА — явление, заключающееся в ухудшении слышимости одного звука (сигнала) в присутствии др. звуков (помех). Обычно ухудшение слышимости выражается в повышении порога обнаружения сигнала, и М. з. можно оценивать количественно числом дБ, на к-рое повышается порог слышимости в присутствии помехи (порог маскировки). Различают одновременную, прямую последовательную и обратную М. з. В первом случае тестовый сигнал и помеха (маскер) звучат одновременно, во втором — сигнал следует за маскером, в третьем — сигнал предшествует маскеру. Обратная маскировка проявляется только для коротких сигналов.

Если сигнал и помеха широкополосны, то величина одновременно М. з. в большом динамич. диапазоне пропорциональна уровню интенсивности помехи. Если сигнал и маскер — тоны одинаковой частоты, то М. з. растёт медленнее уровня маскера. При различии спектрального состава сигнала и помехи М. з. определяется гл. обр. составляющими помехи, близкими по спектру к сигналу. Для выявления частотной избирательности слуха в качестве сигнала и маскера используют чистые тоны или очень узкополосные шумы. Зависимость от частоты уровня маскера, необходимого для маскировки слабого сигнала фиксируют частоты и уровни, характе-

ризуют частотную настройку слуховой системы в области частоты сигнала (рис.). В режиме прямой последоват. маскировки частотная избирательность повышается, что объясняется проявлением медленнейших свойств улитки уха.



При одноврем. маскировке тонального сигнала шумовым, спектр к-рого ограничен полосой с центр. частотой, соответствующей сигналу, распределение спектра маскера при постоянной интегральной энергии до нек-рого значения ширины полосы не влияет на величину М. з. Распределение же вне этой полосы, называемой критической, приводит к снижению М. з.

Важными особенностями обладает М. з. при бинауральном восприятии звука. Когда сигнал имеет частоту ниже 2 кГц или когда при более высокой частоте он быстро меняется по амплитуде, М. з. зависит от интерурального (междупушного) соотношения фаз несущей (или соответственно огибающей) сигнала и маскера. При одинаковом интеруральном сдвиге фаз сигнала и маскера М. з. максимальна, при различии интеруральных сдвигов фаз на 180° М. з. обычно минимальна. Этот эффект, во-видимому, является определяющим для явления, называемого феноменом «коктель-парты» и заключающегося в способности человека следить за сигналом, поступающим от одного источника (собеседника), игнорируя помехи с подобными спектрально-временными характеристиками (др. голоса и т. п.).

Лит.: Вайнер Э., Фельдкеллер Р. Узо как приемник информации, пер. с нем., 2 изд., М., 1971; Геллфанд С. А., Слух. Введение в психофизиологию и физиологическую акустику, пер. с англ., М., 1984. Н. Г. Вилкокс.

МАССА — фундамент. физ. величина, определяющая инерционные и гравитацион. свойства тел — от макроскопич. объектов до атомов и элементарных частиц — в релятивистском приближении, когда их скорости пренебрежимо малы по сравнению со скоростью света c . В этом приближении М. тела служит мерой содержания в теле вещества и имеют место законы сохранения в аддитивности М.: масса изолиров. систем тел не меняется со временем и равна сумме М. тел, составляющих эту систему. Нерелятивистское приближение является предельным случаем *относительности теории*, рассматривающей движение с любыми скоростями вплоть до скорости света.

С точки зрения теории относительности М. m тела характеризует его энергию покоя ϵ_0 , согласно соотношению Эйнштейна:

$$\epsilon_0 = mc^2. \quad (1)$$

В теории относительности, как и в нерелятивистской теории, М. изолиров. системы тел со временем не меняется, однако она не равна сумме М. этих тел.

Инерционные (или инерциальные, инертные) свойства М. в релятивистской (ньютоновой) механике определяются соотношениями:

$$p = mv, \quad (2)$$

$$\frac{dp}{dt} = F \quad (3)$$

и вытекающим из них соотношением

$$F = ma, \quad (4)$$

где p — импульс тела, F — сила, a — ускорение. М. входит также в ф-лу кинетич. энергии тела T :

$$T = \frac{p^2}{2m} = \frac{mv^2}{2}. \quad (5)$$

В ньютоновой теории гравитации М. служит источником силы всемирного тяготения, притягивающей все тела друг к другу. Сила F_g , с к-рой тело с массой m_1 притягивает тело с массой m_2 , определяется законом тяготения Ньютона:

$$F_g = -\frac{Gm_1m_2}{r^2}, \quad (6)$$

где $G = 6,7 \cdot 10^{-11}$ Н·м²·кг⁻² = $6,7 \cdot 10^{-11}$ м³·кг⁻¹·с⁻² — гравитационная постоянная, а r — радиус-вектор, направленный от первого тела ко второму. Из ф-л (4) и (6) следует, что ускорение тела, свободно падающего в гравитат. поле, не зависит ни от его М., ни от свойств вещества, из к-рого тело состоит. Эту закономерность, проверенную на опыте в поле Земли с точностью порядка 10^{-3} и в поле Солнца с точностью порядка 10^{-2} , обычно наз. равенством инерции и гравитат. (тяготелющести, тяжёлой) М., хотя следует подчеркнуть, что речь идёт не о равенстве двух разных М., а об одной и той же физ. величине — М., определяющей разл. явления.

В спец. теории относительности энергия, импульс, скорость и М. связаны между собой соотношениями, отличающимися от соотношений нерелятивистской механики, но переходящими в последние при $v/c \ll 1$. Важную роль в релятивистской механике играет понятие полной энергии \mathcal{E} , равной для свободного тела сумме его энергии покоя и кинетич. энергии, $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + T$. По существу всю механику релятивистской свободной частицы описывают два ур-ния:

$$\mathcal{E}^2 - p^2c^2 = m^2c^4, \quad (7)$$

$$p = \mathcal{E}v/c^2. \quad (8)$$

Отметим, что величина m , входящая в правую часть ур-ния (7), — это та же М., к-рая входит в ур-ния ньютоновой механики. В отличие от энергии и импульса, меняющихся при переходе от одной системы отсчёта к другой, М. остаётся при этом неизменной: она является дорелятивистским инвариантом.

Соотношение (3) справедливо и в теории относительности при произвольных значениях v/c , но соотношения (2) и (4) уже не имеют места. В частности, направление и величина ускорения тела определяются не только силой, но и скоростью, так что при не малых значениях v/c ввести одну величину, к-рая служила бы мерой инертности тела, в этом случае нельзя.

Не является в релятивистском случае М. и источником гравитат. поля, им является тензор энергии-импульса, имеющий в общем случае 10 компонент.

На ур-ий (7) и (8) следует, что если тело имеет нулевую М., то оно движется всегда со скоростью света и не может находиться в покое, и наоборот, если тело движется со скоростью света, его М. должна равняться нулю. В пределе $v/c \rightarrow 0$ из этих ур-ий следует, что $\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}_0 = mc^2$, $p \rightarrow mv$, $T \rightarrow p^2/2m$, т. е. воспроизводятся соотношения Эйнштейна (1) и нерелятивистские выражения (2) и (5) для импульса и кинетич. энергии.

При произвольных значениях v/c из ур-ий (7) и (8) для тела с $m \neq 0$ можно получить

$$\mathcal{E} = mc^2\gamma, \quad p = m\gamma v, \quad (9)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ — т. н. лоренц-фактор.

В спец. теории относительности имеют место законы сохранения энергии и импульса. В частности, энергия \mathcal{E} (импульс p) системы n свободных частиц равна сумме их энергий (импульсов)

$$\mathcal{E} = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i, \quad p = \sum_{i=1}^n p_i. \quad (10)$$

Отсюда и из ф-лы (7) следует, что М. системы не равна сумме М. составляющих её частей. Так, легко проверить, что в простейшем случае двух фотонов с энергией \mathcal{E} у каждого их суммарная М. равна нулю, если они летят в одну сторону, и $2\mathcal{E}/c^2$, если они летят в противоположные стороны. Этот пример иллюстрирует также и то обстоятельство, что в теории относительности М. системы тел уже не является мерой кол-ва вещества.

Единицей М. в системе СГС служат граммы, в СИ — килограммы. М. атомов и молекул обычно измеряется в атомных единицах масс. М. элементарных частиц принято измерять в МэВ/ c^2 (или, нользуясь системой единиц, в к-рой $c = 1$, — в МэВ). Напр., М. электрона $m_e = 0,511$ МэВ/ c^2 . М. протона $m_p = 938,3$ МэВ/ c^2 . М. самой тяжёлой из открытых элементарных частиц — Z-бозона — $m_Z \approx 91$ МэВ/ c^2 .

Известны многочисленные примеры взаимопревращения энергии покоя в кинетич. энергию и наоборот. Так, на встречных электрон-позитронных пучках при столкновении e^+ и e^- с энергиями $\mathcal{E}_\pm = E_{\text{пуч}} = mv_{\text{пуч}}^2/2$ и противоположно направленными импульсами рождается покоящийся Z-бозон. При аннигиляции покоящихся электрона и позитрона все их энергия покоя превращается в кинетич. энергию фотонов. В результате термодерных реакций на Солнце происходит превращение двух электронов и четырёх протонов в ядро гелия и два нейтрино и выделяется кинетич. энергия

$$T = (2m_e + 4m_p - m_{\text{He}} - 2m_{\nu})c^2 = 29,3 \text{ МэВ}.$$

В этом случае в кинетич. энергию переходит примерно 1% суммы М. частиц, вступающих в реакцию. При делении ядра урана $T \approx 200$ МэВ, что составляет $\sim 10^{-3}$ М. При горении метана $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + 2\text{H}_2\text{O}$ выделяется энергия $\sim 10^{10}$ М. В процессе фотосинтеза М. возрастает примерно на такую же величину за счёт поглощения растением кинетич. энергии фотонов.

Если частицы не свободны, как, напр., электроны в металле или кварки в нуклоне, они имеют *эффективную массу*. Эфф. М. кварка зависит от расстояния, на к-ром она измеряется: чем меньше расстояние, тем меньше М. кварка. Существует принципиальное различие между М. кварка и М. электрона, т. к. кварк, в отличие от электрона, не может находиться в свободном состоянии.

Природа М. элементарных частиц является одним из гл. вопросов физики. На рубеже 19 и 20 вв. предполагали, что М. может иметь ал.-магн. происхождение. В наст. время известно, что ал.-магн. взаимодействие ответственно лишь за малую долю М. электрона. Известно также, что осн. вклад в М. нуклонов даёт сильное взаимодействие, обусловленное *глюонами*, а не М. входящих в нуклоны кварков. Но не известно, чем обусловлены М. лептонов и кварков. Существует гипотеза, что здесь осн. роль играют фундамент. бозоны с нулевым спином — т. п. хиггсовы бозоны (см. *Хиггса механизм*). Поиск этих частиц — одна из осн. задач физики высоких энергий.

В учебной, научно-популярной и энциклопедической литературе (в частности, в статьях данной энциклопедии, посвящённых релятивистским ускорителям заряж. частиц) ещё широко распространена архаичная терминология, возникшая в нач. 20 в. в процессе создания теории относительности. Исходным пунктом её являются использование ф-лы $p = mv$ в области не малых значений v/c , где справедлива ф-ла (8). В результате возникли утверждения, что $m = \mathcal{E}/c^2$. М. тела растёт с увеличением его скорости (энергии), фотон обладает М. и имеется полная эквивалентность между М. и энергией:

$$\mathcal{E} = mc^2. \quad (11)$$

Вопреки тому, что писал А. Эйнштейн в статье [1] и книге [2], часто именно эту ф-лу, а не ф-лу (1) называют ф-лой Эйнштейна. Так, определённую М., как

правило, обозначают m и называют M , реже — релятивистской M (m_r) или M движения ($m_{\text{движ}}$). При этом обычно M_0 , о k -рой говорилось в этой статье, называют M_0 покоя или собственной M и обозначают m_0 . Одной из осн. ф-л теории относительности объявляется ф-ла

$$m = m_0 \gamma = m_0 \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (12)$$

Всё это приводит к терминологич. путанице, создаёт искажённые представления об основах теории относительности, создаёт впечатление, что величина \mathcal{E}/c^2 играет роль инертной и гравитаци. M . Однако это не соответствует действительности. Напр., если ускоряющая сила параллельна скорости тела, то мерной инерционной является т. н. «продольная масса», $m_l = m_0 \gamma^3$. Др. пример — релятивистское обобщение ф-лы (6) на движение лёгкой частицы (электрона или фотона) в гравитаци. поле тяжёлого тела массы M (напр., Земли или Солнца). Можно показать (исходя из общей теории относительности), что в этом случае сила, действующая на лёгкую частицу, равна

$$F = -\frac{GM\mathcal{E}}{c^2 R} \left[(1 + \beta^2) \frac{r}{R} - \frac{(v\beta)_R}{R} \right], \quad (13)$$

где $\beta = v/c$. При $\beta \rightarrow 0$ эта ф-ла переходит в (6). При $\beta \sim 1$ величина, играющая роль «гравитаци. M », оказывается зависящей не только от энергии частицы, но и от взаимного направления r и v . Если $v \perp r$, то «гравитаци. M » равна \mathcal{E}/c^2 , а если $v \parallel r$, то она равна $(\mathcal{E}/c^2) \times (1 + \beta^2)$ [для фотона — $2\mathcal{E}/c^2$]. Т. о., не имеет смысла говорить о «гравитаци. M » фотона, если для вертикального падающего на массивное тело (напр., Землю, Солнце) фотона эта величина в 2 раза меньше, чем для фотона, летящего горизонтально по поверхности тела. Именно это является причиной того, что угол отклонения фотона в гравитаци. поле Солнца оказывается в 2 раза больше, чем это следует из интерпретации величин \mathcal{E}/c^2 как M .

В целом терминология, использующая понятия « M покоя», « M движения», ф-лы (11), (12) и т. п. артефакты, мешает понять сущность теории относительности, затрудняет в дальнейшем знакомство с совр. науч. литературой.

Лит.: 1) Einstein A., Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energiegehalt abhängig?, «Ann. Phys.», 1905, Bd. 18, S. 639—41; 2) Фейнштейн А., Сущность теории относительности, пер. с англ., М., 1955, с. 7—44; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; 4) Тейлор Ф. У., Уилер Л., Физика пространства — времени, пер. с англ., 2 изд., М., 1971. Д. В. Овчин.

МАССА ПОКОЯ ч а с т и ц ы — масса частицы в системе отсчёта, в k -рой она покоится; одна из осн. характеристик элементарной частицы, обычно называемой просто её массой. См. также *Относительности теории*.

МАССА ПРИВЕДЕННАЯ — см. *Приведённая масса*.

МАССА ПРИСОЕДИНЕННАЯ — см. *Присоединённая масса*.

МАССА СКРЫТАЯ — см. *Скрытая масса*.

МАССА ЭФФЕКТИВНАЯ — см. *Эффективная масса*.

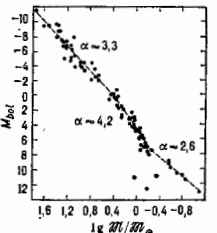
МАСС-АНАЛИЗАТОР — устройство для пространственного или временного разделения ионов с разл. значениями отношения массы к заряду. Один из осн. элементов *масс-спектрометра*.

МАССА—СВЕТИМОСТЬ ЗАВИСИМОСТЬ — отражает фундам. свойство стационарных звёзд, находящихся в тепловом и гидростатич. равновесии: чем больше масса звезды M , тем выше её *светимость* L . Зависимость установлена А. С. Эддингтоном (А. S. Eddington, 1921). На рис. представлена M — L для звёзд гл. последовательности (см. *Герцшпрунга — Рассела диаграмма*), входящих в состав *двойных звёзд* с известными параметрами орбит компонентов и имеющих известные болометрич. светимости.

При тепловом равновесии кол-во энергии, выделяющейся в единицу времени в недрах звезды, равно кол-ву

энергии, излучаемому с её поверхности. Какалос бы, светимость звезды должна определяться только свойствами *термоядерных реакций*, k -рые являются источником энергии звёзд гл. последовательности. Однако светимость слабо зависит от скорости выделения энергии и определяется гл. обр. процессами переноса выделенной энергии из недр звезды к её поверхности. В большинстве звёзд перенос энергии осуществляется лучистой теплопроводностью, при k -рой поток переносимой энергии пропорционален градиенту температуры и зависит также от *непрозрачности* звёздного вещества. В каждой точке гидростатически равновесной звезды градиент давления уравновешивается силой тяготения, определяемой массой звезды. Средний по звезде градиент давления, как и градиент темп-ры, тем больше, чем больше масса звезды. Следовательно, и светимость звезды тем выше, чем больше её масса.

Непрозрачность вещества сильно зависит от характера взаимодействия излучения с веществом и от его



Зависимости масса — светимость для звёзд, лежащих на главной последовательности или вблизи неё. По осн. осм отложена масса в относительных астрономических единицах, по осн ординат — болометрическая светимость, выраженная в абсолютных звёздных величинах ($M_{\text{абс}}$). Прерывистые линии изображают аппроксимирующие зависимости $L \sim M^\alpha$ для трёх интервалов масс звёзд.

хим. состава. Обычно M — L представляют в виде степенной ф-ции $L \sim M^\alpha$. Если непрозрачность вещества по всей звезде определяется только процессами рассеяния на свободных электронах и доминирует давление излучения, то $\alpha = 1$. Если давление газа сопоставимо с давлением излучения, то $\alpha = 3$. В др. случае, когда по всей звезде при взаимодействии излучения с веществом преобладают тормозные процессы (связанные с изменением состояния свободных электронов), показатель степени лежит в пределах от 5,2 до 5,7 в зависимости от свойств термонуклеарных реакций. В реальных звёздах происходит одновременно процессы рассеяния, тормозные процессы, а также фотопроцессы, что приводит к отклонению значений α от указанных выше. Кроме того, показатель степени α является ф-цией массы звезды M , поскольку относит. роль процессов рассеяния, тормозных процессов и фотопроцессов, а также скорость выделения энергии зависит от массы звезды. Роль процессов рассеяния растёт с увеличением массы звезды.

Экспериментально можно выделить три области с приблизительно пост. значениями показателя степени (рис.): $\alpha \approx 3,3$ при $1,7 > \lg M/M_\odot > 0,6$; $\alpha \approx 4,2$ при $0,4 > \lg M/M_\odot > -0,2$ и $\alpha \approx 2,6$ при $-0,2 > \lg M/M_\odot > -1,1$ (M_\odot — масса Солнца). Во всём диапазоне масс звёзд показатель степени α больше единицы. Запас ядерной энергии в звезде пропорционален массе. Отсюда следует важная закономерность, k -рой подчиняются все звёзды: чем больше масса звезды, тем быстрее истощаются в ней запасы ядерной энергии и тем меньше время жизни звезды.

Лит.: Чандрасекар С., Введение в учение о строении звезд, пер. с англ., М., 1950; Д и б а й Э. А., К а п л а н С. А., Размерности и подобные астрофизических величин, М., 1976; Я г е р К. де, Звёзды наибольшей светимости, пер. с англ., М., 1984. В. П. Угрюмов.

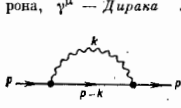
МАССОВАЯ СИЛА — сила, действующая непосредственно на каждую из частиц данного тела и численно пропорциональная массам этих частиц; то же, что *объёмная сила*. Пример M . с. — сила *тяготения*.

МАССОВОЕ ЧИСЛО — суммарное число A нуклонов (протонов и нейтронов) в атомном ядре. Различно для изотопов одного элемента, указывается справа вверху у символа хим. элемента (напр., O^{17} , C^{13}). Одна из важнейших характеристик ядра, вместе с его зарядовым числом Z определяет свойства невозбуждённых ядер (массу, спин, магн. и электрич. моменты).

МАССОВЫЙ ОПЕРАТОР в квантовой теории поля — ф-ция, к-рую можно считать обобщением массы частицы, включающим эффекты взаимодействия квантовых полей. Напр., в квантовой электродинамике M о. электрона складается из собственно массы m и радиационных поправок, простейшая из к-рых отвечает однопетлевой Фейнмана диаграмме собств. энергии электрона (рис.). В импульсном представлении вклад этой диаграммы представляется расходящимся интегралом

$$\Sigma(p) = \frac{e^2}{(2\pi)^4} \int d^4k D_{\mu\nu}^c(k) \gamma^\mu S^c(p-k) \gamma^\nu,$$

где $D_{\mu\nu}^c$ — пропагатор фотона, S^c — пропагатор электрона, γ^μ — Дирака матрицы ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$), но индексам μ, ν подразумевается суммирование (p, k — 4-импульсы электрона и виртуального фотона, e — электрич. заряд). После надлежащего устранения расходящ. частей (перенормировки) этот



интеграл явно вычисляется, и соответствующее конечное выражение Σ в сумме с массой m образует M о. электрона:

$$M(p, \alpha) = m + \Sigma(p; \alpha); \quad \alpha = e^2/4\pi$$

(используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). С помощью M о. полый пропагатор электрона $G(p; \alpha)$, учитывающий радиац. поправки, записывается в виде, близком к свободному пропагатору:

$$G(p; \alpha) = [\hat{p} - M(p, \alpha)]^{-1},$$

где \hat{p} — свёртка компонент 4-вектора p с матрицами Дирака: $\hat{p} = p_\mu \gamma^\mu$.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Квантовые поля, 2 изд., М., 1988.

МАСС-СЕПАРАТОР — прибор для измерения массовых чисел A нуклидов, образующихся в ядерных реакциях (на ускорителях или в ядерных реакторах). При изучении радиоактивных долгоживущих нуклидов (период полураспада $T_{1/2} \geq 1$ мин) в качестве М.-с. используют статич. масс-спектрометры со спец. конструкцией ионного источника, позволяющей быстро помещать образец в источник ионов или облучать его непосредственно в масс-спектрометре. Для определения A короткоживущих нуклидов применяются М.-с. с торможением ионов в камере, наполненной газом в помещённой в поперечное магн. поле. При определ. условиях изменение заряда иона (при торможении ядра «обрастают» электронами) компенсируется изменением его скорости, и радиус траектории определяется разн. массой иона. ~ 400, мин. время анализа $\sim 10^{-8}$ с.

МАСС-СЕПАРАЦИЯ в плазме — пространственное разделение тяжёлых частиц с разной массой или зарядом в неравновесно однородном плазменном объеме, связанное с процессами ионизации и движением частиц в электр. и магн. полях, практически всегда присутствующих в плазме. Поэтому М.-с. происходит в той или иной степени во всех плазменных системах. Так, напр., если на стеклянную трубку, содержащую при низком давлении смесь двух газов с разными коэф. ионизации, надеть обмотку, создающую бегущее электр. поле, то полев будет сильнее увлекаться легкоионизируемой компонентой, что приведёт к М.-с.

Сепарация частиц по массам всегда проявляется в плазменных ускорителях. Напр., в ускорителях с замкнутым дрейфов. участком, родившиеся в одной точке и поэтому прошедшие одну и ту же разность потенциалов и пересекшие один и тот же магн. поток, на выходе из ускорителя имеют разные азимутальные скорости $v \sim M^{-1}$ (следствие сохранения обобщённого момента кол-ва движения), что и приводит к сепарации. Чётко проявляется М.-с. тяжёлых ионов (примесей) в замкнутых магнитных ловушках, напр. в токамаках.

Приборы, специально предназначенные для разделения ионов по массам (точнее, по отношению M/e), наз. масс-сепараторами и масс-спектрометрами. М.-с. подробно изучается в «плазменных центрифугах», к-рые представляют собой осесимметричные системы с продольным магн. и радиальным электр. полями. Центр. электрод такой центрифуги может быть твердотельным или плазменным. Поскольку центрифуговая сепарация аналогична отстаиванию в поле тяжести, она рассчитывается по барометрич. ф-ле, но на практике оказывается существенно меньше из-за разл. рода плазменных колебаний. Большие потенциальные возможности для создания плазменных масс-сепараторов открывает плазмооптика (см. Плазмооптические системы).

К системам М.-с. в плазме может быть отнесён эл. магн. метод разделения изотопов, поскольку объёмный заряд движущихся в магн. поле ионных пучков нейтрализован малодвижущимися электронами, и такие пучки являются плазменными образованиями. Этот метод имеет промышленное применение (см. Изотопное разделение), остальные методы М.-с. в плазме находятся в стадии разработки.

Лит.: Морозов А. И., Лебедев С. В., Плазмооптика, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, т. 8, М., 1974; Тезисы докладов III Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям, Минск, 1978; Иванов А. А. Неравновесная плазма для химии, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 3, М., 1982; М и р о в С. В., Физические процессы в плазме токамака, М., 1982.

А. И. Морозов.

МАСС-СПЕКТРОМЕТР — прибор для разделения ионизов. частиц (атомов, молекул, кластерных образований) по их массам (точнее, по отношению массы иона m к его заряду e) путём воздействия магн. и электр. полей, а также для определения их масс и относит. содержания, т. е. спектра масс. М.-с. включает: систему подготовки и ввода вещества в прибор (рис. 1);



Рис. 1. Блок-схема масс-спектрометра (путирином обследиана вакуумированная часть прибора).

источник ионов, где это вещество частично ионизуется и осуществляется формирование ионного пучка; масс-анализатор, в к-ром происходит разделение ионов по величине m/e и фокусировка ионов, вылетевших в разл. направлениях в небольшом телесном угле; приемник ионов (коллектор), где ионный ток измеряется или преобразуется в электр. сигнал, к-рый далее усиливается и регистрируется выходным устройством.

вом. В регистрирующее устройство помимо информации о кол-ве ионов (ионный ток) поступает информация о массе ионов. М.-с. содержит также питающие и измерит. устройства, а также вакуумную систему, создающую, поддерживающую и контролирующую достаточно глубокий вакуум (10^{-3} – 10^{-7} Па) в источнике ионов, камере масс-анализатора и приёмнике ионов. ЭВМ контролирует режим работы всего прибора, а также осуществляет сбор и обработку получаемых данных.

Основные параметры. Регистрируемый с помощью М.-с. масс-спектр представляет собой зависимость ионного тока I от массы m (точнее, от m/e). Напр., в масс-спектре Hg каждый из пиков ионного тока соответствует однозарядному ионам изотопов ртути (рис. 2). Высота пика пропорциональна содержанию данного изотопа. Отношение массы иона к ширине пика δm (δm в а. е. м.), наз. разрешающей способностью (R) М.-с.: $R = m/\delta m$. Т. к. δm на разных уровнях интенсивности ионного тока различна, то R также различна. В приведённом примере в области изотопа ^{202}Hg на уровне 10% относительно вершины пика $R = 940$, на полувысоте $R = 1600$. Для полной характеристики разрешающей способности прибора необходимо знать форму ионного пика, к-рая зависит от мн. факторов. Иногда разрешающей способностью наз. значение той наиб. массы, при к-рой два пика, отличающихся по массе на единицу, разрешаются до заданного уровня. Для тех М.-с., у к-рых R не зависит от отношения m/e , оба приведённых определения совпадают. Считается, что М.-с. с $R \leq 10^2$ имеет низкую разрешающую способность, с $R \sim 10^2$ – 10^3 — среднюю, с $R \sim 10^3$ – 10^4 — высокую, с $R \sim 10^5$ — очень высокую.

Если вещество вводится в ионный источник в виде газа, то чувствительность М.-с. наз. отношение тока, создаваемого ионами данной массы заданного вещества, к парциальному давлению этого вещества в источнике. Эта величина в М.-с. разных типов лежит в диа-

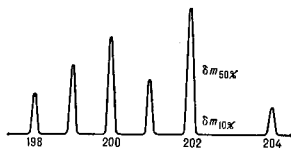


Рис. 2. Масс-спектр Hg; $\delta m_{50\%}$ — ширина пика на полувысоте, $\delta m_{10\%}$ — на уровне 10% от максимальной интенсивности.

пазоне 10^{-4} – 10^{-3} А/Па. Относит. чувствительностью называют мин. содержание вещества в смеси веществ, к-рое ещё может быть обнаружено с помощью М.-с. Для разных М.-с. и разл. веществ она лежит в диапазоне 10^{-3} – $10^{-7}\%$. За абс. чувствительность иногда принимают мин. кол-во вещества (в г), к-рое необходимо ввести в М.-с. для обнаружения этого вещества. Она также зависит от типа М.-с. и может достигать 10^{-15} г.

Паряду с разрешающей способностью и чувствительностью важными характеристиками М.-с. являются диапазон масс и быстрдействие. Диапазон масс у прибора для анализа органич. веществ превышает 10^4 а. е. м. (см. *Масс-спектроскопия*). Быстрдействие, под к-рым принято подразумевать мин. время, необходимое для регистрации масс-спектра в пределах т. н. декады а. с. м. ($1 - 10, 10 - 100$ и т. д.) без потери информации, составляет 0,1–0,5 с для статич. приборов и 10^{-3} с для время-пролётных (динамических; см. ниже).

Система ввода вещества. Ионный источник. Образец вводится в М.-с. с помощью т. н. молекулярных или вязкостных нагнетателей, устройств шлюзования с по-

следующим вводом твёрдого или жидкого образца в источник ионов, ячейку Кнудсена и т. д.

В М.-с. используются разл. способы ионизации: 1) ионизация электронным ударом (см. *Электронно-ионная эмиссия*); 2) фотоионизация; 3) ионизация за счёт ионно-молекулярных реакций (хим. ионизация); 4) ионизация в сильном электрич. поле (полевая ионная эмиссия); 5) ионизация ионным ударом (ионно-ионная эмиссия, см. также *Ионная бомбардировка*); 6) ионизация быстрыми атомами (атомно-ионная эмиссия); 7) *поверхностная ионизация*; 8) *искровой разряд* (вакуумная искра); 9) десорбция ионов под действием лазерного излучения, электронных пучков, продуктов деления тяжёлых ядер (напр., ^{252}Cf); 10) плазменные источники. Наиб. часто применяются: способы 1, 2 и 3 — при анализе газов и легко испаряемых веществ; 4 — для ионизации газов и органич. соединений, наносимых на поверхность электрода (десорбция полем); 5 — для анализа состава поверхности твёрдых тел; 6 и 9 — для анализа термостабильных сложных органич. веществ; 7 — для изотопного анализа элементов с низкой энергией ионизации; 8 и 10 для анализа микропримесей в твёрдом и жидком веществах. Если анализируют ионную составленную газу (плазма, ионосфера, плазма), источник ионов выполняет лишь функцию фокусировки ионов и формирования ионного пучка (см. также *Ионный источник*).

Масс-анализаторы. По типу анализаторов различают статич. и динамич. М.-с. В статич. масс-анализаторах для разделения ионов используются электрич. и магн. поля, постоянные или практически не изменяющиеся за время пролёта иона через прибор. Ионы с разл. значениями m/e движутся в анализаторе по разл. траекториям (см. *Электронная и ионная оптика*).

В масс-спектрографах, отличающихся от М.-с. фоторг. регистрацией масс-спектра, пучки

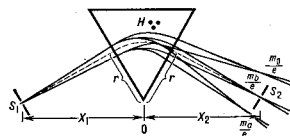


Рис. 3. Схема статического масс-спектрометра с однородным магнитным полем; S_1, S_2 — щели ионного источника и приёмника ионов; H — область однородного магнитного поля; m/e — масс-заряд иона; тонкие сплошные линии — границы пучков ионов с разными m/e ; r — радиус центральной траектории иона.

ионов с разными m/e фокусируются в разных местах фотоэлектродов, расположенной в фокальной плоскости прибора, образуя после проявления следы в виде полосок (выходное отверстие ионного источника обычно имеет форму прямоугольника — щели). В статич. масс-спектрометре пучок ионов с заданным m/e фокусируется на щель приёмника ионов. При плановом изменении магн. или электрич. поля в приёмную щель последовательно попадают пучки ионов с разными m/e . При непрерывной записи ионного тока получается график с ионными пиками масс-спектра (рис. 2); фотоластинка, используемая в масс-спектрографе, после проявления фотометрируется.

В статич. М.-с. с однородным магн. полем H (рис. 3) ионы, образованные в источнике, выходят из щели шириной S_1 в виде расходящегося пучка, к-рый в магн. поле разделяется на пучки ионов с разными m/e ($m_1/e, m_2/e, m/e$). Пучок ионов с массой m_0 фокусируется на щель шириной S_2 приёмника ионов. Величина m_0/e определяется выражением

$$m_0/e = 4,824 \cdot 10^{-6} H^2 r^2 / V,$$

где m_0 — масса иона в а. е. м.; e — его заряд в единицах элементарного электрич. заряда; r — радиус центр. траектории в см; V — ускоряющий потенциал в В; H — напряжённость магн. поля в Э. Раствёртка масс-спектра производится изменением H или V . Первый метод предпочтительнее, т. к. в этом случае по ходу развёртки не изменяются условия «вытягивания» ионов из источника.

Разрешающая способность статич. М.-с. определяется из соотношения

$$R = \frac{r}{\sigma_1 + \delta_1},$$

где σ_1 — ширина пучка в месте, где он попадает в щель приёмника S_2 . Если бы фокусировка ионов была идеальной, то в случае $X_1 = X_2$ (рис. 3) σ_1 была бы в точности равна S_1 . В действительности $\sigma_1 > S_1$, что уменьшает разрешающую способность М.-с. Одна из причин уширения пучка — неизбежный разброс по кинетич. энергии у ионов, вылетающих из источника. Др. причины — рассеяние ионов из-за столкновений с молекулами остаточного газа, а также эд.-статич. «расталкивающие» ионов в пучке. Для ослабления влияния этих факторов применяют т. н. наклонное вхождение пучка в анализатор и криволинейные границы магн. поля. В нек-рых М.-с. используют неоднородные магн. поля, а также ионные призмы (см. *Электронные призмы*). Для уменьшения рассеяния ионов стремятся к созданию высокого вакуума (давление $p \sim 10^{-8}$ Па $\approx 10^{-8}$ мм рт. ст.) на всём пути ионов от источника до коллектора. Для ослабления влияния разброса по энергии применяют М.-с. с двойной фокусировкой, в к-рых в щель S_2 фокусируются ионы с одинаковыми m/e , вылетающие не только по разным направлениям, но и с разными энергиями. Для этого ионный пучок пропускают через магнитное и отклоняющее электр. поля спец. формы (рис. 4).

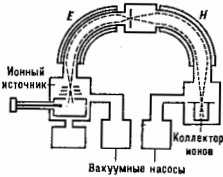


Рис. 4. Схема масс-спектрометра с двойной фокусировкой. Пучок ускоренных ионов, вышедших из щели источника ионов, проходит через электр. поле E цилиндрического конденсатора, который отклоняет ионы на 90° , затем через магнитное поле H , отклоняющее ионы еще на 60° , и фокусируется в щель коллектора.

В динамич. масс-анализаторах для разделения ионов с разными m/e используют, как правило, разные времена пролёта. Расстояния, а также воздействие на ионы импульсных или радиочастотных электрич. полей с периодом, меньшим или равным времени пролёта ионов через анализатор. Наиб. применение нашли время-пролётные, радиочастотные, квадруольные, магнитоэлектронные М.-с. и М.-с. ионно-циклотронного резонанса.

Во время *время-пролётного* М.-с. (рис. 5) ионы, образованные в источнике, коротким электрич. импульсом «выстреливаются» в виде ионного пакета через щель I в анализатор 2, представляющий собой электр. потенциальное пространство. В процессе дрейфа к коллектору 3 исходный пакет «распаивается» на нек. пакетов, каждый из к-рых состоит из ионов с одинаковыми m/e . Рассеивание обусловлено тем, что в исходном пакете энергии всех ионов одинаковы, а их скорости и, следовательно, времена пролёта t через анализатор длиной L обратно пропорциональны \sqrt{m} :

$$t = L/\sqrt{m/2eV}.$$

Последовательность ионных пакетов, приходящих на

коллектор, образует масс-спектр, к-рый регистрируется. Разрешающая способность R с таким анализатором пропорциональна L и невелика ($\sim 10^3$).

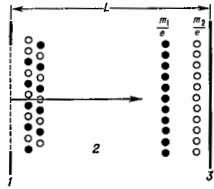


Рис. 5. Схема время-пролётного масс-спектрометра. Пакет ионов с массами m_1 и m_2 (чёрные и белые кружки) движется в дрейфовом пространстве анализатора так, что тяжёлые ионы (m_2) отстают от лёгких (m_1).

Вариантом *время-пролётного* анализатора является т. н. *масс-рефлектор*, позволяющий существенно увеличить разрешающую способность за счёт применения эд.-статич. зеркала 3 (рис. 6). Ионы в пакете обладают тепловым распределением по энергии, соответствующим темп-ре исходного газа. Это приводит к уширению пучка на коллекторе. Эд.-статич. зеркало 3 масс-рефлектора компенсирует это уширение, увеличивая в каждом пакете время прихода на коллектор более медленных ионов и уменьшая — более быстрых. При тех же длинах дрейфа разрешающая способность (R) масс-рефлектора в нек. раз лучше R обычного *время-пролётного* М.-с.

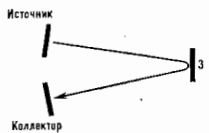


Рис. 6. Ионные траектории в масс-рефлекторе.

В радиочастотном масс-анализаторе (рис. 7) ионы приобретают в ионном источнике энергию eV и проходят через систему последовательно

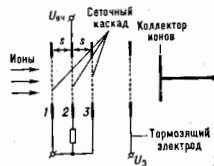


Рис. 7. Схема радиочастотного масс-анализатора. Ионы с определенной скоростью и, следовательно, определенной массой, ускоряясь внутри каскада ВЧ-сетки, получают прирост кинетической энергии, достаточный для преодоления тормозящего поля и попадания на коллектор.

расположенных сеточных каскадов. Каждый каскад представляет собой три плоскосторонних сетки 1, 2, 3, расположенные на равном расстоянии друг от друга. К ср. сетке относительно двух крайних приложено электрич. ВЧ-поле $U_{вч}$. При фиксированных частоте ω этого поля и энергии ионов eV только ионы с определённым m/e имеют такую скорость v , что, двигаясь между сетками 1 и 2 в полупериод, когда поле между ними ускоряет ионы, они пересекают сетку 2 в момент смены знака поля и проходят между сетками 2 и 3 также в ускоряющем поле. Т. о., они получают макс. прирост энергии и попадают на коллектор. Ионы др. масс, проходя эти каскады, либо тормозятся полем, т. е. теряют энергию, либо получают недостаточный прирост энергии и отбрасываются в конце пути от коллектора высоким тормозящим полем U_0 . В результате на коллектор попадают только ионы с определ. значением m/e . Масса таких ионов определяется из соотношения

$$m = aV/s^2\omega^2,$$

где a — постоянная прибора, s — расстояние между сетками. Перестройка анализатора на регистрацию ио-

нов др. масс осуществляется изменением либо нач. энергии ионов (V), либо частоты ω поля.

В квадрупольном масс-анализаторе (рис. 8) разделение ионов осуществляется в по-

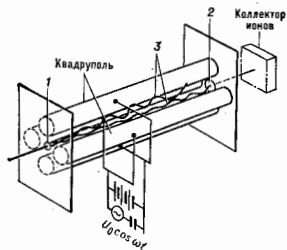


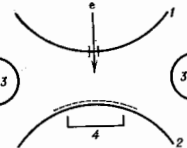
Рис. 8. Схема квадрупольного масс-анализатора.

речном электрич. поле с гиперболич. распределением потенциала. Поле создается квадрупольным конденсатором, между парами стержней к-рого приложены постоянное и ВЧ-напряжения. Пучок ионов вводится в вакуумную камеру анализатора вдоль оси квадрупольного конденсатора через отверстие 1. При фиксиров. значениях частоты ω и амплитуды U_0 перем. напряжения только у ионов с определ. значением m/e амплитуда колебаний в направлении, поперечном осе анализатора, не превышает расстояния между стержнями. Такие ионы за счёт нач. скорости проходят через анализатор и, выходя из него через отверстие 2, регистрируются, попадая на коллектор ионов. Сквозь квадруполь проходят ионы, масса к-рых удовлетворяет условию

$$m = aU_0/\omega^2,$$

где a — постоянная прибора. Амплитуда колебаний ионов др. масс нарастает по мере их движения в анализаторе так, что эти ионы достигают стержней и нейтрализуются. Перестройка на регистрацию ионов др. масс осуществляется изменением амплитуды U_0 или частоты ω перем. напряжения. Разрешающая способность квадрупольных М.-с. $R \sim 10^3$.

Рис. 9. Трёхмерная квадрупольная ионная ловушка: 1 — гиперболический электрод с отверстием для ввода ионизирующих электронов; 2 — гиперболический электрод с стеной; 3 — кольцевой гиперболический электрод; 4 — коллектор ионов.



Вариантом квадрупольного анализатора служит т. н. трёхмерная квадрупольная ловушка (рис. 9), представляющая собой два гиперболоида вращения, ограниченных по бокам кольцевым электродом 3, также с гиперболич. сечением внутр. поверхности. Электроды 1 и 2 заменены, на электрод 3 подается ВЧ-напряжение. В электроде 1 имеется отверстие для ввода ионизирующих электронов; электрод 2 выполнен в виде сетки, за к-рой расположен коллектор 4. Ионы образуются внутри ловушки электронным ударом (импульсно включается электронный пучок). После импульса прикладывается ВЧ-напряжение, изменяемое амплитуды к-рого осуществляют развёртку масс-спектра. Из-за симметрии ловушки ионы попадают как на верхний, так и на нижний электроды. В приведённой на рис. 9 конструкции регистрируется $1/2$ сигнала.

Трёхмерная ловушка объединяет в себе ионизатор и анализатор.

В магниторезонансном масс-анализаторе (рис. 10) используется постоянство вре-

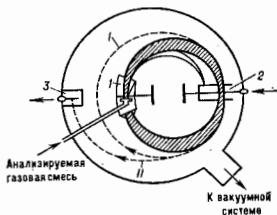


Рис. 10. Магниторезонансный масс-анализатор (магнитное поле перпендикулярно плоскости рисунка).

мени облёта ионами массы m круговой траектории. Из ионного источника 1 близкие по массе ионы (область траекторий к-рых заштрихована), двигаясь в однородном магн. поле, попадают в модулятор 2, где формируется тонкий пакет ионов, к-рые за счёт полученного в модуляторе ускорения начинают двигаться по окружности большого радиуса. Разделение по массам осуществляется в результате ускорения «резонансных» ионов, циклотронная частота к-рых ω_c равна частоте ω поля модулятора или $\omega = n\omega_c$ (n — целое число). Такие ионы в течение неск. оборотов ускорятся модулятором и, двигаясь по окружностям всё большего радиуса, попадают на коллектор 3. Масса регистрируемого иона обратно пропорциональна ω . Разрешающая способность $R \sim 2,5 \cdot 10^4$.

В М.-с. ионно-циклотронного резонанса (рис. 11) происходит резонансное поглощение ионами эл.-магн. энергии при совпадении циклотронной частоты ионов с частотой перем. электрич. поля в анализаторе. Это позволяет идентифицировать ионы с данной величиной m/e по резонансному поглощению. Ионы движутся в однородном магн. поле H по спирали с циклотронной частотой орбитального движения $\omega_c = eH/mc$ и попадают на коллектор. Для улучшения характеристик применяют сверхпроводящие

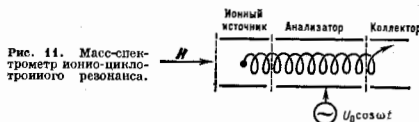


Рис. 11. Масс-спектрометр ионно-циклотронного резонанса.

соленоиды, в к-рых поглощающая ячейка с источником ионов и коллектором находится в магн. поле напряжённостью до 10^5 Э. Разрешающая способность $R \sim 10^5$.

При исследованиях, в к-рых требуется сочетание высокой разрешающей способности с большой чувствительностью, широким диапазоном измеряемых масс и воспроизводимостью результатов измерений, применяют статич. масс-анализаторы. Динамич. М.-с. используются в след. случаях: время-продлётные — для регистрации процессов длительностью от 10^2 до 10^{-8} с; радиочастотные (малые масса, размеры и потребляемая мощность) — в космич. исследованиях; квадрупольные (высокая чувствительность) — при работе с молекулярными пучками; магниторезонансные — для измерения очень больших изотопных отношений; М.-с. ионно-циклотронного резонанса — для изучения ион-

по-молекулярных реакций (подробнее см. в ст. *Масс-спектрокопия*).

Регистрация ионных токов. Величины ионных токов I , создаваемых в М.-с., определяют требования к их усилению и регистрации. При ионизации электронов ударом (при энергии электронов 40–100 эВ и ширине щели источника S_1 в неск. десятков мкм) $I \sim 10^{-10}$ – 10^{-9} А. Чувствительность применяемых в М.-с. усилителей $\sim 10^{-15}$ – 10^{-14} А при постоянной времени от 0,1 до 10 с. Дальнейшее повышение чувствительности или быстродействия М.-с. достигается применением вторично-электронных умножителей, повышающих чувствительность до 10^{-18} – 10^{-19} А, а также систем, позволяющих регистрировать отд. ионы (см. *Вторичная электронная ямка*).

Точкая же чувствительность достигается в масс-спектрографах за счёт длит. экспозиции. Однако из-за малой точности измерения ионных токов и громоздкости устройств введения фотоластиков в вакуумную камеру анализатора фоторегистрация уступает место *координатным векторам* частей, особенно тех случаях, когда необходимо одновременно регистрировать большой участок масс-спектра (из-за нестабильности источника ионов, напр. при элементном хим. анализе в случае ионизации вакуумной искрой).

Лит. Масс-спектрометрический метод определения следов, пер. с англ., М., 1975; Сизов В. А., Чу га х и м М. С. Введение в масс-спектрометрию, М., 1977; Кинетическая масс-спектрометрия и её аналитические применения. Сб. ст., под ред. В. Л. Талрозе, М., 1979; Род я н к о в а А. А., Молекулярный масс-спектральный анализ органических соединений, М., 1983; Масс-спектрометрия и химическая кинетика. Сб. ст., под ред. В. Л. Талрозе, М., 1985; К е л ь м а н В. М., Р о д я н к о в а И. М., С е в и н о в а Л. М., Статистические масс-спектрометрия, А.-А., 1985; В о л г а с о в С. The ideal mass analyzer: fact or fiction? «Int. J. of Mass Spectrom. and Ion Processes», 1987, v. 76, № 2, p. 125. В. Л. Талрозе.

МАСС-СПЕКТРОСКОПИЯ (масс-спектрометрия, масс-спектрография, масс-спектральный анализ) — метод исследования вещества путём определения массы m (чаще, отношения массы к заряду m/e) и относит. кол-ва ионов, образующихся (или имеющихся) в веществе. М.-с. применяется для прецизионного определения массы ионов, изотопного анализа, молекулярного хим. анализа, идентификации и установления структуры сложных органич. молекул и др.

Прецизионное измерение масс ионов осуществляется обычно с помощью *масс-спектрометров* высокой разрешающей способности $R \geq 10^6$. Оно основано на определении положения максимума (пика) на шкале масс и сравнении его с эталонными пиками. Макс. точность обеспечивается при совмещении эталонного и исследуемого пиков, образуемых ионами с одинаковым числом нуклонов (массовым числом A), но разным составом ядер (дублетов). При этом достигается измерение относит. разности масс дублета с погрешностью порядка 10^{-8} . Для получения эталонных пиков используют перфторкеросин, масс-спектр к-рого состоит из большого числа пиков в интервале A от 69 до 1200.

М.-с. возникла в первые десятилетия 20 в. [Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson), 1912; Ф. У. Астон (F. W. Aston), 1919] и являлась одним из осн. методов определения масс ядер (Астоном было открыто 212 стабильных нуклидов). В дальнейшем центр исследования сместился в область анализа сложных органич. веществ. Однако с появлением масс-спектрометров ионно-циклотронного резонанса появилась возможность устанавливать массу иона с точностью лучше, чем 10^{-8} а. е. м., что индустрировало интерес к прецизионным измереним масс ядер. Напр., удалось измерить разность масс в дублете ${}^3\text{He}^+ - {}^3\text{T}^+$ с точностью до неск. эВ, позволяющей судить о наличии массы покоя у антинейтрино (см. *Нейтрино, Бета-распад нейтрона*). Дальнейшее повышение точности открывает перспективу определить энергии хим. связей (составляли массы молекулы и составляющих её атомов).

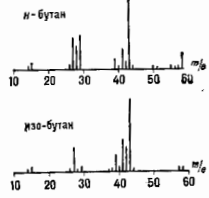
Изотопный анализ. Измеряются отношения ионных токов, соответствующих ионам с одинаковым зарядом и хим. составом, но с разл. изотопным составом. Эта задача наиб. проста в случае одноатомных газов. Поэтому при анализе изотопного состава ряда элементов используются их газообразные соединения (H — в виде H_2 , O — в виде O_2 , C — в виде CO_2 , U — в виде UF_6 и т. д.). При этом приходится учитывать влияние т. и. л. з о т о п н ы х э ф ф е к т о в (различия в скоростях испарения изотопных молекул, если вещество испаряют в ионном источнике; различия в вероятностях эмиссии ионов, если применяют методы *поверхностной ионизации*, искрового разряда, вторичной ионной эмиссии, эмиссии под действием лазерного излучения и т. д.) на вероятности диссоциации молекул при ионизации. В случае молекул, содержащих разнородные атомы, необходимо учитывать вклад в интенсивность соответствующих пиков (масс-спектральных линий), обусловленных изотопами других элементов. Масс-спектрометры с высоким разрешением позволяют идентифицировать, например, компоненты таких мультиплетов, как $\text{H}^+ - \text{DH}^+ - \text{T}^+$. Повышают точность метода относит. измерения, когда исследование образца с неизвестным изотопным составом чередуется с измерениями в тех же самых условиях стандартного образца близкого изотопного состава.

Выбор метода ионизации определяется свойствами соединений. Так, для металлов, энергия ионизации к-рых $\leq 7,5$ эВ, наиб. удобен метод *поверхностной ионизации*.

Изотопный анализ применяется не только в физ. и хим. исследованиях, но и в геологии (см. *Послемонология*), биологии и особенно в ядерной энергетике (метод производства, контроля).

Идентификация и установление структуры многоатомных органич. соединений. Электроны с энергией неск. десятков эВ способны не только выбить электрон из исходной молекулы, но и возбудить образованный-ся молекулярный ион до энергии, к-рая достаточна для его распада на ионы-осколки (диссоциативная ионизация). Набор образованных ионов представляет собой молекулярный масс-спектр исходной молекулы. Напр., масс-спектр метана состоит из ионов CH_4^+ (48%), CH_3^+ (39%), CH_2^+ (7%), CH^+ (4,5%), C^+ (1,5%). Масс-спектр вещества является его характеристикой и несёт информацию о мол. массе и структуре исходной молекулы. В случае простейших молекул для описания диссоциативной ионизации используют метод *потенциальных кривых* (потенциальных поверхностей) в сочетании с принципом Франка — Кондона. Теория диссоциативной ионизации для многоатомных молекул пока нет. Предполагается, что диссоциативная ионизация происходит позднее процесса ионизации, после того как энергия возбуждения молекулярного иона успела (за время $t \sim 10^{-12}$ – 10^{-8} с) распространиться по степеням свободы. Это позволило полиумерить, путём расщипать молекулярные масс-спектры нек-рых веществ.

На характеристичности масс-спектров веществ основан как качественный, так и количественный анализ хим. состава смесей. Степень характеристичности такова, что она позволяет различать любые хим. соединения, во мн. случаях и изомеры (см. рис. в ст. *Изомерия молекул*). Молекулярные масс-спектры, полученные с помощью разных масс-спектрометров, различаются в большинстве случаев лишь на неск. % (в редких случаях — на 10%). Существуют библиотеки масс-спектров,



содержание молекулярных масс-спектры ок. 10^4 веществ. Такими библиотеками являются ЭВМ, входящие в комплект масс-спектрометров. Их программное обеспечение позволяет идентифицировать вещество, сопоставляя арегистр. масс-спектр с каталожным, а в случае отсутствия молекулярного масс-спектра каталог «подсказывает», к какому классу соединений относится вещество, какие структурные фрагменты содержит.

Измерение массы молекулярного многоатомного иона в сочетании с предвар. сведениями о составе соединения даёт возможность либо однозначно, либо путём выбора из неск. вариантов установить ф-лу молекулы. Напр., измеренная масса молекулярного иона составляет $345,2290 \pm 0,0010$ а. е. м. Ей может соответствовать вещества $C_{12}H_{10}O_8$ (345,228), $C_{12}H_{12}N_4O_8$ (345,229), $C_{12}H_{14}NO_8$ (345,230).

С ростом мол. массы, как правило, падает вероятность перевода вещества без разложения путём нагрева в газовую фазу и образования молекулярного иона. В этом случае используются след. методы ионобразования: *фотоионизация*; хим. ионизация в результате передачи заряда (чаще путём переноса протона) исследуемому молекулу ионами, образующимися при взаимодействии с ионизир. электронами молекулу газа-реагента; ионизация в сильном электрич. поле; ионизация быстрыми атомами; десорбция ионов импульсным лазерным излучением; десорбция ионов пучком электронов; десорбция ионов продуктами деления тяжёлых ядер (^{235}U).

Время жизни иона в масс-спектрометре обычно $< 10^{-6}$ с.

В статич. масс-спектрометрах медленные распады $\tau \geq 10^{-6}$ с проявляются в виде «метастабильных» пиков — упрежденных линий, регистрируемых на месте т. н. кажущейся массы m^* . За их появление ответственен ионный распад атома M^+ в бесполеовом пространстве: $M^+ > M_1^+ + M_2$. Кажущаяся масса m^* связана с массами ионов $M^+(m)$, $M_1^+(m_1)$ и атома $M_0(m_0)$ соотношением

$$m^* = m_1/m = (m - m_0)^2/m.$$

Такие распады, несущие информацию о структуре исходной молекулы, можно возбудить за счёт столкновений, используя метод tandemной М.-с. Первый масс-анализатор выделяет ион, определяя массу. Далее ион попадает в камеру столкновений; заряд, продукты его распада регистрируются вторым масс-анализатором.

Анализ химического состава смесей. При молекулярном масс-спектральном анализе анализируют газообразную смесь, поступающую в ионный источник масс-спектрометра, так, чтобы наим. доля вещества попала на раскалённый катод (и там разлагалась). Качественный анализ основан на измерении либо массы нерастворимого молекулярного иона, либо распределения интенсивности линий в масс-спектре каждого вещества. Осн. способом ионизации является ионизация электронным ударом с энергией электронов в неск. десятков эВ. Количественный анализ основан на пропорциональности интенсивности всех линий масс-спектра каждого из веществ его парциальному давлению в области ионизации. Суммарный масс-спектр смеси — аддитивное наложение масс-спектров каждого из компонентов смеси. Для того чтобы состав смеси в области ионизации не отличался от исходного, стремятся обеспечить молекулярное (квуденеповское) натекание газа в ионный источник. Для градуировки используют масс-спектры компонентов смеси и определяют относит. или абс. коэф. чувствительности масс-спектрометра к данному веществу. Абс. коэф. чувствительности — отношение интенсивности линии, принятой за эталонную, к кол-ву этого вещества в напущенном объёме; относит. чувствительность — отношение абс. чувствительности для 2 веществ. Относит. чувствительность прибора мевляется со временем не более чем на неск. % (абс. чувствительность колеблется больше).

Присоединения масс-спектр к хим. реактору, можно обнаружить короткоживущие активные частицы, свободные радикалы и атомы в реагирующих смесях при давлениях до 10^3 Па. При этом должны быть предусмотрены меры предотвращения гибели активных частиц до их попадания в область ионизации (стеклянные напущные диафрагмы, техника молекулярных пучков).

Эффективность М.-с. как метода молекулярного анализа резко возрастает при его комбинации с др. методами, особенно с хроматографией (присоединения масс-спектрометра к выходу газового или жидкостного хроматографа). Такие системы применяются в фармакологии, биологии и др., а также для определения загрязнений окружающей среды. При этом млн. кол-ва детектируемых веществ составляют 10^{-12} г.

Исследования элементарных процессов (процессов, происходящих при образовании ионов и возбуждённых частиц и при их реакциях с молекулами в ионном источнике). С помощью масс-спектрометра определяют критич. энергию электронов, при к-рой в масс-спектре появляется соответствующий ион. Критич. энергия появления однозарядного молекулярного иона наз. вертикальной энергией ионизации. В большинстве случаев она близка разности энергий молекулы и молекулярного иона (в осн. состоянии). Энергия появления осколочного иона R_1^+ в результате элементарного процесса $R_1R_2 + e = R_1^+ + R_2 + 2e$ равна в общем случае: $A(R_1^+) = I_1(R_1) + D(R_1 - R_2) + E(R_1^+) + E(R_2) + E_k$. Здесь D — энергия разрыва связи $R_1 - R_2$; $I_1(R_1)$ — энергия ионизации радикала R_1 ; $E(R_1^+)$, $E(R_2)$ — энергии возбуждения осколков; E_k — суммарная кинетич. энергия осколков R_1^+ и R_2 , получаемая ими в акте диссоциативной ионизации. Измеряя $A(R_1^+)$ и пользуясь независимыми данными о величинах I_1 и E , рассчитывают энергию, необходимую для разрыва связи.

Для определения критич. энергий ионизации применяют методы фотоионизации и ионизации электронным ударом (мозонвергенч. пучок).

Элементарный анализ (исследования элементарного состава твёрдых и жидких веществ, в первую очередь металлич. сплавов, полупроводников, геологич. объектов земного и внеземного происхождения). В связи с малой летучестью большинства таких веществ их одноврем. испарение и ионизация осуществляются в вакуумном искровом разряде с одноврем. регистрацией большого участка масс-спектра либо на фотопластике, либо с помощью пространственно протяжённых детекторов. Чувствительность метода для большинства элементов порядка 10^{-8} — 10^{-7} % (путём обогащения примесями добиваются чувствительности 10-10% и лучше). Для элементного анализа наряду с вакуумной искрой применяют лазерную ионизацию, вторичную ионную эмиссию, а также жидкометаллич. ионные источники. С помощью М.-с. проводят как общий, так и локальный, и послышней элементные анализы. При этом толщина, подвергающаяся анализу, составляет неск. мономолекулярных слоёв, локальность — меньше 1 мкм. Для общего анализа наиб. удобно использовать вакуумную искру, для послышней — ионно-ионную эмиссию, для локального — лазер. Масс-спектральный элементный анализ поверхности твёрдого тела получил особое значение в микроэлектронике. Для элементного анализа жидких растворов применяют ионизацию в индуктивно связанной плазме.

Термодинамические исследования (изучение состава газовой фазы и термодинамик. характеристик металлов и сплавов). Исследуемый образец помещают в ячейку из инертного материала с малым отверстием (печка Квудсена) и нагревают до необходимой темп-ры. Скользящий молекулярный пучок попадает в ионный источник масс-спектрометра. По масс-спектру нара, его

зависимости от темп-ры, от времени при пост. темп-ре, от энергии ионизирующих электронов соед. в составе газовой фазы, рассчитывают *эталонные* равновесных процессов, эталонны образования, энергии разрыва связей в молекулах и т. п. Информации, получаемая этим методом, имеет применение в материальном, в расчёте конструкций узлов и установок, работающих в экстремальных условиях, и т. д.

Другие исследования (верхних слоёв атмосферы, космического пространства, электрического газового разряда и ионизации в плазмах). На спутниках, ракетах, авиатм. межпланетных станциях устанавливают, как правило, один из вариантов динамич. масс-спектрометров.

Масс-спектральное исследование ионов, образующихся в плазмах, позволило выявить ряд происходящих процессов и, в частности, установить важную роль кластерных и сольватиров. ионов.

Лит. см. при ст. *Масс-спектрометр*, В. Л. Толкаров, Ю. С. Ходеев.

МАССЫ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ (методы определения). В основе определения M_1 , т. е. лежит *всемирного тяготения закон*. В астрономии часто (но не всегда) можно пренебречь размерами небесных тел по сравнению с разделяющими их расстояниями и отличить их формы от точной сферы, т. е. упродобить небесные тела точечным массам.

Масса Земли может быть определена по величине ускорения свободного падения g :

$$M_3 = gR_3^2/G.$$

Величина g определяется гравиметрич. методами (см. *Гравиметр, Гравиметрия*), а R_3 — на основе геодезич. измерений. Таким путём найдено, что масса Земли $\approx 6,0 \cdot 10^{27}$ г. Более точно M_3 (вернее, произведение GM_3) определяется по наблюдениям ИСЗ или космич. аппаратов. Помимо массы Земли, прямым гравиметрич. методом измерения силы тяжести на поверхности небесного тела можно определить массу Луны, а в дальнейшем всех планет и их спутников с твёрдой поверхностью.

Определение массы Земли является первым звеном в цепи определений масс др. небесных тел (Луны, планет, Солнца, а затем и др. звёзд). Массы этих тел находят, опираясь либо на 3-й закон Кеплера (см. *Кеплера законы*), либо на след. правило: расстояния к-л. масс от общего центра масс обратно пропорциональны самим массам. Это правило позволяет, в частности, определить массу Луны. Отношение расстояний центров Луны и Земли от центра масс системы Земля — Луна (барцентра) равно $1/81,3$, т. е. $M_3 \approx (1/81,3)M_3 \approx 7,35 \cdot 10^{24}$ г.

Массу Солнца (M_\odot) можно определить, применив 3-й закон Кеплера к движению Земли (вместе с Луной) вокруг Солнца и к движению Луны вокруг Земли:

$$\frac{a_3^3}{T_3^2(M_\odot + M_3)} = \frac{a_1^3}{T_1^2(M_3 + M_1)}, \quad (1)$$

где a — большие полуоси орбит, T — периоды (звёздные, или сидерические) обращения. Если пренебречь массой Земли по сравнению с массой Солнца, то отношение $M_\odot/(M_3 + M_1)$ оказывается равным 323990, откуда $M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г.

Ф-ла (1) даёт возможность сравнить массы Солнца и любой планеты, имеющей спутник, или массы двух планет, имеющих спутники. Массы планет, у к-рых нет спутников, определяют по возмущениям, оказываемым ими на движение соседних планет.

Массу звезды (помимо Солнца) можно определить со сравнительно большой надёжностью только в том случае, если она является физ. компонентом визуальной двойной звезды (см. *Двойные звёзды*), расстояние до к-рой известно. 3-й закон Кеплера в этом случае

даёт сумму масс компонентов (в единицах солнечной массы):

$$M_1 + M_2 = \left(\frac{a''}{\pi''}\right)^3 \cdot \frac{1}{P^3},$$

где a'' — большая полуось (в секундах дуги) относительной орбиты спутника вокруг главной (обычно более яркой) звезды, к-рую в этом случае считают неподвижной; P — период обращения в годах; π'' — параллакс системы (в секундах дуги). Величина a''/π'' даёт значение большой полуоси орбиты в а. е. Если можно измерить ул. расстояния r_1 и r_2 компонентов от общего центра масс [напр., по положению каждого компонента относительно несколько более слабых звёзд (звёзд фона) или в случае заметного собств. движения центра масс, как у Сириуса и его спутника], то находят отношение масс, $M_2/M_1 = r_1/r_2$, следовательно, массу каждой звезды в отдельности.

Для определения малых значений ρ у *тесных двойных звёзд* успешно применяются методы *спекта-интерферометрии*. Если компоненты двойной имеют примерно одинаковый блеск и сходные спектры, то подсумма масс даёт достаточно надёжную оценку массы каждого компонента и без дополнит. определения отношения M_1/M_2 .

Для др. типов двойных звёзд (затменно-двойных и спектрально-двойных) имеется ряд возможностей приблизительно определить массы звёзд или оценить их ниж. предел.

Совокупность данных о массах компонентов более чем сотни двойных звёзд разных типов позволила обнаружить важную статистику. *масса — светимость зависимость*. На основе этой зависимости оценивают массы одиночных звёзд по их *светимостям*.

Ещё один метод оценки массы звезды связан с измерением гравитац. *красного смещения* спектральных линий в поле тяготения. В сферическом симметричном поле тяготения звезды оно эквивалентно доплеровскому красному смещению:

$$\Delta\nu_r = 0,635 M_{зв}/R_{зв}, \quad (2)$$

где $M_{зв}$ — масса звезды в единицах массы Солнца, $R_{зв}$ — радиус звезды в единицах радиуса Солнца, $\Delta\nu_r$ — в км/с. Соответствие (2), наиб. успешно применяемое к белым карликам, проверено по ряду белых карликов, входящих в состав двойных систем. Для них были известны радиусы, массы и истинные *лучевые скорости*.

У т. н. *астрометрич. двойных звёзд* один компонент невидим. Массу невидимого (тёмного) спутника звезды можно оценить по колебаниям положения звезды, связанным с её движением около общего центра масс. Невидимые спутники звёзд имеют массы меньше $0,2 M_\odot$ и, вероятно, похожи на планеты. Возможно, что вместо одного тёмного спутника имеются два-три, а может быть, и большее число спутников (планет), т. е. планетные системы.

На релятивистском эффекте вращения линии аспид орбиты звезды-компаньона (вдобаво эффекту вращения линии аспид планетарных орбит, см. *Тяготение*) основан ещё один способ определения масс компонентов двойной звезды.

Массы звёзд заключены в пределах прибл. от 0,03 до $60 M_\odot$ (теоретич. предел стабильной массы нормальной звезды $\approx 82 M_\odot$). Наиб. число звёзд имеет массы от 0,3 до $3 M_\odot$, много более половины звёзд входит в двойные системы. Ср. масса звезды в ближайших окрестностях Солнца $\approx 0,5 M_\odot$, т. е. $\approx 1 \cdot 10^{33}$ г. Различие в массах звёзд оказывается много меньшим, чем их различие в светимостях (последнее может достигать десятков млн.). Сильно отличаются радиусы звёзд. В результате диапазон их ср. плотностей от $5 \cdot 10^{-8}$ г/см³ (красные гиганты) до 10^9 г/см³ (белые карлики) и даже $\approx 10^{14-15}$ г/см³ (нейтронные звёзды). Ср. плотность Солнца равна $1,41$ г/см³.

Массу рассеянного звёздного скопления можно найти, сложив массы всех его членов, светимости к-рых определяют по их видимому блеску и расстоянию до скопления, а массы — по зависимости масса—светимость.

Массу шарового звёздного скопления $M_{СК}$ далеко не всегда можно оценить путём подсчёта звёзд, т. к. изображения звёзд центра области большинства шаровых скоплений на фотографиях, полученных с оптич. акцидентией, сливаются в одно светящееся пятно. Есть методы оценки общей массы всего скопления, основанные на статистич. принципах. Так, напр., применение *вириала теоремы* позволяет оценить $M_{СК}$ по эфф. радиусу скопления $R_{СК}$ и ср. квадрату отклонения $(\Delta v)^2$ лучевой скорости отд. звёзд от её значения (т. е. от лучевой скорости скопления как целого):

$$M_{СК} \approx 800(\Delta v)^2 R_{СК}$$

(здесь $M_{СК}$ в M_{\odot} , Δv в км/с, $R_{СК}$ в кпк).

Если возможен подсчёт всех звёзд — членов шарового скопления, то общую массу скопления можно определить как сумму произведений $M_i \phi(M_i^*)$, где $\phi(M_i^*)$ — ф-ция светимости этого скопления, т. е. ф-ция, показывающая число звёзд, приходящихся на разл. интервалы значений абс. звёздных величин M_i^* (обычно их подсчитывают в интервалах, равных 1^m), а M_i — масса, соответствующая данной звёздной величине M_i^* по зависимости масса — светимость. Т. о., общая масса скопления

$$M_{СК} = \sum M_i \phi(M_i^*),$$

где сумма взята от самых ярких до самых слабых членов скопления.

Метод определения массы Галактики M_G использует факт вращения Галактики. Устойчивость вращения позволяет предположить, в частности, что центрострем. ускорение Солнца определяется притяжением массы M_G всего вещества Галактики внутри сферы с радиусом r_0 , где r_0 — расстояние Солнца от центра Галактики, равное грбм. 3 · 10¹⁷ см. Ср. гравитац. ускорение Солнца $g_0 = GM_G/r_0^2$ равно его центрострем. ускорению v^2/r_0 (без учёта влияния внеш. части Галактики и при условии адиабатности поверхностной равной плотности в её внутр. части). Состав. галактич. скорость Солнца (т. н. круговая скорость на расстоянии r_0 от центра) $v_0 \approx 220$ км/с, отсюда $M_G = v_0^2/r_0 \approx 1,6 \cdot 10^8$ см/с² и $M_G = g_0 r_0^2/G \approx 2,2 \cdot 10^{11}$ г. Масса Галактики в сферич. объёме радиусом ≈ 15 кпк, как показывают подобные расчёты, равна $\approx 3 \cdot 10^{11}$ г $\approx 1,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. При этом учитывается также масса всей диффузной (рассеянной) материи в Галактике.

Масса спиральной галактики может быть определена по результатам изучения её кривой вращения (см. *Вращение галактик*). Кривые вращения указывают на наличие больших масс невидимого (невидящегося) вещества (т. н. *скрытой массы*). Масса невидимого вещества галактик может в 10 раз и более превосходить массу светящегося (излучающего) вещества.

Для медленно вращающихся галактик, какими являются, напр., эллиптич. галактики, трудно получить кривую вращения, но зато можно по расширению спектральных линий оценить дисперсию скоростей звёзд в системе и, сопоставив её с истинными размерами галактики, по теореме о вириале оценить массу эллиптич. галактики.

Ещё один способ оценки масс галактик, входящих в двойные системы, аналогичен методу оценки масс компонентов спектрально-двойных звёзд. Используют также установленную статистич. зависимость между массой и интегральной светимостью галактик разл. типа (своего рода зависимость масса — светимость для галактик). Светимость определяется по видимой

интегральной звёздной величине галактики и расстоянию до неё, оценённому по величине красного смещения спектральных линий.

Известные ныне массы галактик заключены в пределах от $\sim 10^8 M_{\odot}$ — для т. п. карликовых галактик до $\sim 10^{12} M_{\odot}$ — для сверхгигантских эллиптич. галактик (напр., для галактики М87).

Общая масса галактик, входящих в скопления *галактик*, определяется суммированием масс галактик данного скопления с учётом их типов. С др. стороны, полная масса скопления может быть определена по теореме о вириале (по дисперсии лучевых скоростей галактик в скоплении и предположении, что галактики скопления являются гравитационно связанными между собой). Подобные определения показывают, что полная масса скопления (её наз. *вириальной массой*) больше суммы масс отд. галактик скопления. Это свидетельствует о том, что в межгалактич. пространстве в скоплениях содержится много невидимой (скрытой) массы. Сверхскопление галактик с центром в созвездии Девы обладает суммарной массой $\sim 10^{15} M_{\odot}$.

Точность определения M н. т. зависит от точности определения всех величин, входящих в соответствующие формулы. Масса Земли найдена с погрешностью $\approx 0,05\%$, масса Луны — с погрешностью $\approx 0,1\%$. Погрешность определения массы Солнца также составляет $\approx 0,1\%$, она зависит от точности определения астр. единицы. Вообще, в значит. степени точность определения массы зависит от точности определения *расстояний шкалы*, а также расстояний между звёздами (в случае двойных звёзд), линейных размеров тел и т. д. Массы планет известны с погрешностью от 0,05 до 0,7%. Массы звёзд определены с погрешностью ≈ 20 –60%. Неуверенность определения массы галактик можно характеризовать коэф. 2, даже если надёжно определено расстояние до них.

Лит.: Сагитов М. У., Постоянная тяготения и масса Земли, М., 1989; Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986; Кудряков с и Я. П. Г., Звёздная астрономия, 2 изд., М., 1985; Клижич и Н. А., Открытие Вселенной, М., 1987. П. Г. Яковлевский.

МАСШТАБ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ — отношение линейного размера *изображения оптического* к линейному размеру предмета. Служит характеристикой проекционных систем и определяется их линейным увеличением (см. *Увеличение оптическое*). Выбор M о. и. диктуется размерами изображаемого объекта: у телескопа, фотоаппарата, глаза M о. и. меньше единицы (у телескопа M о. и. практически равен нулю), у микроскопов (оптических и электронных), кино- и диапроекторов, фотоувеличителей — большие единицы. Если изображение получается с помощью неск. последоват. проекций, его M о. и. определяется произведением M о. и. каждой проекции в отдельности.

МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ (скейлинг) — свойство неизменности ур-ний, описывающих нек-рую физ. теорию или к-л. физ. процесс, при изменении всех расстояний и промежутков времени в одинаковое число раз. Такие изменения образуют группу n с n т. а б. н. х. п. р. е. о. б. р. а. о. а. в. и. й (называемых также преобразованиями подобия), определяемую след. законом изменения координат пространства x и времени:

$$x \rightarrow \rho x, \quad y \rightarrow \rho y, \quad z \rightarrow \rho z, \quad t \rightarrow \rho t,$$

где $\rho > 0$ — числовой параметр преобразования, к-рый при $\rho > 1$ соответствует одностороннему растяжению, а при $\rho < 1$ — одностороннему сжатию пространств-времени в ρ раз. В релятивистской теории масштабное преобразование вместе с 10 преобразованиями группы Пуанкаре (см. *Пространственно-временная симметрия*) образует т. н. группу Вейля W . Физ. величин изменяются при масштабном преобразовании в соответствии со своими размерностями, напр. вектор-потенциал эл.-маг. поля и ток преобразуются по законам $A \rightarrow \rho^{-1} A$, $j \rightarrow \rho^{-2} j$. Безразмерные величины,

а также такие величины, как массы частиц, при масштабном преобразовании не меняются.

М. и. (иногда наз. также подобием или автомодельностью по аналогии с теорией фазовых переходов 2-го рода и гидродинамикой) обладает ряд у-рий фаз. теорией. Это происходит в тех случаях, когда в решении у-рий не входит массы или другие размерные параметры, не меняющиеся при масштабном преобразовании. В классич. физике важным примером являются *Максвелла уравнения*, к-рые обладают М. и. для любых расстояний и промежутков времени. *Кейна — Гордона уравнение* и *Дирака уравнение* масштабно инвариантны для расстояний, малых по сравнению с комптоновской длиной волны соответствующих частиц, и промежутков времени, малых по сравнению с этой длиной, делённой на скорость света. Для расстояний, сравнимых с комптоновской длиной волны (и соответствующих промежутков времени), М. и. нарушается из-за наличия масс частиц. О такой ситуации говорят как о *нарушенной* М. и.

В физике элементарных частиц нарушения М. и. обнаружена в поведении *структурных функций*, описывающих эксперименты по *глубоко неупругим процессам* рассеяния лептонов на адронах при высокой энергии. Для глубоко неупругого электрон-протонного рассеяния $e + p \rightarrow e + X$ (где X обозначает совокупность адронов в конечном состоянии) при произвольных значениях энергии налетающего электрона следует ожидать зависимости структурных ф-ций по отдельности от двух имеющихся в задаче кинематич. переменных: q^2 — квадрата 4-импульса q , передаваемого от электрона к протону, и $M_x^2 = (q + p)^2$ — квадрата энергии образующейся адронной системы X в системе ед центра инерции; здесь p — 4-импульс ядра протона. Однако на ускорителе СЛАК в 1968 было впервые обнаружено, что при больших отрицат. значениях q^2 — $q^2 > 1$ (ГэВ/c)² структурные ф-ции зависят только от одного безразмерного отношения — q^2/M_x^2 , а не от q^2 и M_x^2 по отдельности. Такое поведение структурных функций было теоретич. предсказано также в 1968 Дж. Бьеркеном (J. Bjorken) (с кейли и г Бьеркена). Скейлинг Бьеркена нашёл естеств. объяснение в рамках партонной модели адронов (см. *Партоны*).

Аналогично глубоко неупругим процессам М. и. наблюдается и в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях. Так, для адронных *инклюзивных процессов* распределения по продольному импульсу оказываются ф-циями только от безразмерного отношения $x = p_L/P$ (здесь p_L — 1 ГэВ/c — проекция импульса вторичной частицы в системе центра инерции на ось соударения, а P — импульс налетающей частицы в той же системе) и не зависят явным образом от энергии [т. е. скейлинг Фейнмана (R. Feynman, 1969)]. Раннее эксперим. указание на такое поведение инклюзивных процессов было получено в космич. лучах и впервые надёжно установлено на ускорителе ИФВЭ (Серпухов, 1968). Скейлинг Фейнмана объясняется на основе партонной модели.

От энергии сдвигивающихся частиц оказывается практически не зависящим также распределение по числу частиц, образующихся в *множественном процессе*. В этом случае вероятность рождения n частиц пропорциональна ф-ции лишь от отношения $n/\langle n \rangle$, где $\langle n \rangle$ — ср. *множественность* при данной энергии. Такое свойство водобий получило наз. *скейлинг КНО* [Кобы — Нильсена — Олесена (Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen, 1972)]. В отличие от скейлингов Бьеркена и Фейнмана, наблюдающихся в опыте КНО-скейлинг не имеет общепризнанного теоретич. объяснения.

М. и. может быть использована для предсказания поведения факторов адронов при больших передаваемых импульсах и определения *структурных функций* (см. *Кваркового счёта правила*).

В связи с попытками объяснить в рамках квантовой теории поля (КТП) скейлинг Бьеркена с нач. 1970-х гг. обсуждалась возможность того, что *Дайсона уравнения* в КТП допускают масштабно-инвариантное решение. Для перенормируемой КТП этот вопрос оказывается связанным с поведением *эффективного заряда* при $-q^2 \rightarrow \infty$, к-рое определяется видом т. в. ф-ции Гелл-Манна — Лоу (см. *Ренормализационная группа*). Для М. и. необходимо, чтобы эта ф-ция обращалась в нуль при нек-ром значении эфф. заряда. В этом случае при достаточно больших значениях $-q^2$ эфф. заряд совпадает с положением нуля и у-рия ренормализ. группы для вершинных частей обладают масштабно-инвариантными решениями, вообще говоря, с нек-рой *аномальной размерностью*. Такая ситуация реализуется также в теории *фазовых переходов* 2-го рода (с той, однако, разницей, что эта задача определена в трёхмерном пространстве, а не в четырёхмерном пространстве-времени и рассматривается ИК-, а не УФ-предел) (см. ниже).

Примеры М. и. с нетривиальными аномальными размерностями имеются в двумерном пространстве-времени (см. *Дуэмерные модели КТП*). Для перенормируемой КТП оказывается, что масштабно-инвариантные решения с необходимостью обладают инвариантностью относительно более общего конформного преобразования, что даёт возможность использовать для их нахождения методы конформной КТП (см. *Конформная инвариантность в КТП*).

В *квантовой хромодинамике* (КХД) *асимптотическая свобода* приводит к тому, что ф-ция Гелл-Манна — Лоу обращается в нуль при нулевом значении эфф. заряда. В этом случае у-рия ренормализ. группы дают для структурных ф-ций решение, к-рое является ф-цией не только от отношения $-q^2/M_x^2$, но также слабо (логарифмически) зависит непосредственно от $-q^2$. Скейлинг Бьеркена справедлив в КХД с той точностью, с какой этой дополнит. зависимостью от $-q^2$ можно пренебречь. Такое нарушение скейлинга Бьеркена должно наблюдаться в экспериментах по изучению неупругих процессов в достаточно широком диапазоне изменения $-q^2$.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введенко в теории квантовых полей, 4 изд., М., 1984, гл. 9; Сагитбаева Р., Broken scale invariance in particle physics, «Phys. Repts», 1971, т. 1, С. р. 1; Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Теория множественных процессов, М., 1976; Джекин Р., Приближение масштабной инвариантности, в кн.: Трейман С., Джекин Р., Гросс Д., Ленци по алгебре токов, пер. С. Дж. Л., М., 1977, гл. 7; Ю. М. Максимова.

Масштабная инвариантность в теории фазовых переходов 2-го рода. Эти переходы развиваются на яск. классов эквивалентности, причём в рамках одного класса особенности термодинамик. величин в совершенно разл. системах описываются одними и теми же степенными законами. Так, напр., изотропные ферромагнетики, антиферромагнетики и сегнетоэлектрики попадают в один класс эквивалентности, а *критические точки жидкости* — пар, двухкомпонентные растворы, изинговский ферромагнетик — в другой.

При фазовом переходе 2-го рода происходит *спонтанное нарушение симметрии* — в низкотемпературной фазе оказывается отличным от нуля т. п. *параметр порядка* (вектор намагниченности в ферромагнетиках, вектор поляризации в сегнетоэлектриках и т. п.). При темп-рах, близких к точке фазового перехода T_c , параметр порядка сильно флуктуирует, причём характерный размер флуктуаций (корреляц. радиус r_c) неограниченно растёт по мере приближения к T_c .

С матем. точки зрения задача описания критич. флуктуаций сводится к выяснению *корреляционных функций* типа $\langle \varphi_i(x_1) \dots \varphi_j(x_n) \rangle$, $\langle \varphi_i(x_1) \rangle$ — компонента параметра порядка, $i = 1, \dots, n$. В точке фазового перехода r_c бесконечен, а следовательно, отсутствует естеств. единица длины. Подобное изменение всех расстояний (масштабное преобразование) в отсутствие характерного размера не может изменить состояния системы,

т. к. это преобразование сводится к изменению единицы длины. При масштабном преобразовании сильно флуктуирующие величины преобразуются согласно закону

$$A(x) \rightarrow \lambda^d A(\lambda x), \quad (1)$$

где λ_d — критический показатель оператора $A(x)$.

Существование бесконечный набор локальных неперемещаемых операторов $A_k(x)$, k -рые получаются из $\varphi_1(x)$, грубо говоря, «возведением в степень» и дифференцированием по координатам x и k -рые преобразуются при масштабном преобразовании в соответствии с законом (1). Критич. показатели λ_d зависят от размерности пространства d , от числа компонент n параметра порядка, от конкретного вида оператора $A_k(x)$, но не зависят от структуры вещества на межатомах расстояниях.

Неизменность равновесного распределения критич. флуктуаций при масштабном преобразовании приводит к след. тождествам Уорда для корреляц. ф-ций:

$$K^{A_1 \dots A_n}(x_1, \dots, x_n) = \langle A_1(x_1) \dots A_n(x_n) \rangle = \\ = \lambda^{\Delta_{A_1} + \dots + \Delta_{A_n}} K^{A_1 \dots A_n}(\lambda x_1, \dots, \lambda x_n). \quad (2)$$

Для важного случая парных корреляц. ф-ций тождества (2) в сочетании с соображениями инвариантности относительно трансляций и вращений полностью определяют вид этих ф-ций:

$$K^{A_1 A_2}(x_1 - x_2) = Z_{A_1 A_2} |x_1 - x_2|^{-(\Delta_{A_1} + \Delta_{A_2})},$$

где $Z_{A_1 A_2}$ — константы. Парные корреляц. ф-ции в нек-рых случаях можно измерить экспериментально; напр., эксперименты по рассеянию света в критич. точке жидкость — нар позволяют получить информацию о парной корреляц. ф-ции плотности вещества.

Небольшое изменение темп-ры или включение слабого внеш. поля (магн. поля, давления и т. п.) выводит систему из точки фазового перехода. Корреляц. радиус становится конечным, хотя и превышает межмолекулярное расстояние a . Зависимость r_c от внеш. поля h и приведенной темп-ры $\tau = (T - T_c)/T_c$ также определяется законами подобия. Если $h = 0$, а $\tau \neq 0$:

$$r_c(\tau) \sim |\tau|^{-\nu}, \quad \nu = (d - \Delta_\phi)^{-1}, \quad (3)$$

где Δ_ϕ — критич. показатель оператора плотности энергии. Если $\tau = 0$, а $h \neq 0$:

$$r_c(h) \sim |h|^{-\mu}, \quad \mu = (d - \Delta_\phi)^{-1}. \quad (4)$$

Здесь Δ_ϕ — критич. показатель параметра порядка. Ясно, что поведение парных корреляц. ф-ций для расстояний $a \ll |x_1 - x_2| \ll r_c$ будет таким же, как и в точке фазового перехода, а при $|x_1 - x_2| \gg r_c$ корреляц. ф-ции экспоненциально убывают. Поэтому для сингулярной части теплоёмкости C получаем оценку:

$$C \sim [r_c(\tau, h)]^{d-2\Delta_\phi}. \quad (5)$$

Восприимчивость системы χ определяется корреляц. ф-цией параметра порядка:

$$\chi \sim [r_c(\tau, h)]^{d-2\Delta_\phi}. \quad (6)$$

При $T < T_c$ появляется отличное от нуля среднее $\langle \varphi_1(x) \rangle = \varphi_0$, причём вблизи точки перехода

$$\varphi_0 \sim [r_c(\tau, h)]^{-\Delta_\phi}. \quad (7)$$

Ф-лы (3)–(7) показывают, что поведение сингулярной части теплоёмкости, восприимчивости и параметра порядка вблизи T_c в случаях, когда либо τ , либо h равны нулю, определяется двумя критич. индексами Δ_ϕ и Δ_ϕ' . Критич. индексы Δ_ϕ , Δ_ϕ' и т. п. приближённо вычисляются методом скелинг-разложения.

Лит.: Пааташский И. А. З. Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982;

Вильсон К., Когут Дж., Ренормализационная группа и ϵ -разложение, пер. с англ., М., 1975. С. В. Хохаев, МАСШТАБНЫЙ ФАКТОР (фактор расширения) — в

релятивистской космологии величина $R(t)$, показывающая, как с течением времени t меняется расстояние между фиксиров. частицами в деформирующейся (расширяющейся) Вселенной. В однородных изотропных моделях Вселенной (см. Космологические модели) элемент 4-мерного интервала s может быть записан в виде $ds^2 = c^2 dt^2 - d\vec{x}^2$, где квадрат элемента длины

$$d\vec{x}^2 = R^2(t) \gamma_{ik}(x^i) dx^i dx^k. \quad (1)$$

Здесь x^i — пространственные координаты; индексы i, k, l пробегуют значения 1, 2, 3; по дважды встречающимся индексам осуществляется суммирование; $\gamma_{ik}(x^i)$ — пространственный метрический тензор, описывающий геометрию однородного изотропного 3-мерного пространства. Ф-ция $R(t)$ определена с точностью до пост. множителя. Обычно в космол. моделях с отличной от нуля кривизной пространства величину $R(t)$ выбирают равной модулю радиуса кривизны 3-мерного пространства для любого фиксиров. момента времени, в этом случае x^i — безразмерные пространственные координаты. О поведении $R(t)$ как ф-ции времени см. в ст. Космология. В анизотропных однородных космологиях, моделях деформация среды может зависеть от направления, и тогда М. ф., вообще говоря, разлагается вдоль разных пространственных осей координат.

В случае изотропного расширения Вселенной величина

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \equiv H(t) \quad (2)$$

характеризует скорость относ. изменения линейных масштабов в сопутствующей системе отсчёта. Параметр $H(t)$ наз. постоянной Хаббла (см. Хаббла закон). Соотношение (2) показывает, что расширение Вселенной отвечает значению $H(t) > 0$. Ф-ция $R(t)$ и $H(t)$ описывают эволюцию Вселенной. Эти ф-ции определяются из решений космологич. ур-ний и данных астр. наблюдений.

Лит.: Зельдович И. В., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Мизерс Ч., Торн К., Уилер Д. Ж., Гравитация, пер. с англ., т. 2, М., 1977. И. Д. Новиков.

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ МЯТНИК — см. Математическое ОЖИДАНИЕ (среднее значение) случайной величины — числовая характеристика случайной величины. Если $X = X(\omega)$ — случайная величина, заданная на вероятностном пространстве (Ω, F, P) (см. Вероятностная теория), то её М. о. MX (или EX) определяется как интеграл Лебега:

$$MX = \int_{\Omega} X(\omega) P(d\omega) = \int_R x P_X(dx),$$

где $P_X(-\infty, x) = P(X < x)$ — распределение вероятностей величины X , R — множество значений X . Если распределение X дискретно $[P(X = x_i) = p_i, \sum p_i = 1]$

или имеет непрерывное распределение с плотностью вероятности $f(x)$, то соответственно

$$MX = \sum_i x_i p_i \quad \text{или} \quad MX = \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx.$$

Аналогично определяют М. о. и для случайных величин со значениями в векторных пространствах.

Операция вычисления М. о. линейна и монотонна, для неслучайной величины X получим $MX = X$. Если величины X и Y независимы, то $MX Y = M X \times M Y$. Существование у случайной величины X М. о. равносильно тому, что ср. арифметические значения в длинном ряду X_1, X_2, \dots независимых реализаций X стремятся к определенной неслучайной величине: $n^{-1}(X_1 + \dots + X_n) \rightarrow MX$ при $n \rightarrow \infty$ с вероятностью 1 (большинств. чисел закон).

С помощью математического ожидания определяют многие важные характеристики случайной величины, напр. моменты (в т. ч. дисперсию), характеристическую функцию.

Лит.: Федер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., [4 изд.], т. 1—2, М., 1984.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ФИЗИКИ УРАВНЕНИЯ — ур-ния, описывающие матем. модели физ. явлений. Теория этих моделей (математическая физика) занимает промежуточное положение между физикой и математикой. При построении моделей используются физ. законы, однако методы исследования полученных ур-ний являются математическими. В понятие методов математической физики включают те математические методы, к-рые применяют для построения и изучения моделей, описывающих широкие классы физических явлений.

Методы матем. физики начали разрабатываться в трудах И. Ньютона (I. Newton) по созданию основ классич. механики, всемирного тяготения, теории света. Дальнейшее их развитие и применение к изучению матем. моделей разл. физ. явлений связано с именами Ж. Л. Лагранжа (J. L. Lagrange), Л. Эйлера (L. Euler), Ж. Фуриье (J. Fourier), К. Ф. Гаусса (C. F. Gauß), Б. Римана (B. Riemann), М. В. Остроградского, А. М. Ляпунова, В. А. Стеклова.

Методы матем. физики применяли для изучения физ. явлений, связанных с разл. полями и волновыми процессами в электродинамике, акустике, теории упругости, гидро- и аэродинамике, теории тепла и диффузии и ряде др. исследований физ. явлений и сплошных сред. Матем. модели этих явлений обычно описывают при помощи дифференц. ур-ний с частными производными, получивших название М. ф. у.

Помимо дифференц. ур-ний при описании матем. моделей физики применяют интегральные и интегрально-дифференц. ур-ния, вариационные и теоретико-вероятностные методы, теорию потенциала, методы теории аналогич. ф-ций и др. разделы математики. Особое значение для исследования матем. моделей физики приобретают новые численные методы, использующие ЭВМ, что позволило эффективно решать сложные задачи газовой динамики, теории переноса, физики плазмы.

Теоретич. исследования в области квантовой физики потребовали расширения используемых матем. методов. Стали применять теорию операторов, теорию обобщенных ф-ций, топологию и алгебраич. методы. Интенсивное взаимодействие теоретич. физики, математики и использования ЭВМ в науч. исследованиях привело к расширению тематики, созданию новых классов моделей.

Постановка задач матем. физики заключается в построении матем. моделей, описывающих осн. закономерности изучаемого класса физ. явлений. Такая постановка состоит в выводе ур-ний (дифференц., интегральных, интегро-дифференц. или алгебраических), к-рым удовлетворяют величины, характеризующие физ. процесс. При этом исходят из осн. физ. законов, учитывающих только наиб. существ. черты явления, отвлекаясь от второстепенных характеристик. Такими законами являются обычно законы сохранения, напр., кол-ва движения, энергии, числа частиц и т. д. Поэтому для описания процессов разл. физ. природы, но имеющих общие характерные черты, применимы одни и те же матем. модели.

Крайне важно. Для полного описания эволюции физ. процесса помимо ур-ний необходимо, во-первых, задать картину процесса в нек-рых фиксиров. момент времени (начальные условия) и, во-вторых, задать режим на границе той среды, где протекает этот процесс (границные условия). Начальные и граничные условия образуют краевые условия, а дифференц. ур-ния вместе с соответствующими краевыми условиями — краевую задачу матем. физики.

Большинство М. ф. у. — линейные дифференц. ур-ния с частными производными 2-го порядка:

$$\sum_{i,j=1}^n a_{ij}(x) \frac{\partial^2 u}{\partial x_i \partial x_j} + \Phi(x, u, \text{grad } u) = 0,$$

$$x = (x_1, \dots, x_n),$$

с кусочно-непрерывными коэф. $a_{ij}(x)$. Заменой переменных квадратичную форму $\sum_{i,j=1}^n a_{ij}(x) p_i p_j$ можно привести

к канонич. виду $\sum_{i=1}^r \sigma_i^2 q_i^2 - \sum_{i=r+1}^m q_i^2$, $m \leq n$, причём числа r и m не зависят от преобразования. Если $m = n$ и все слагаемые одного знака ($r = 0$ или $r = m$), то ур-ние относится к эллиптическому у типу. Если $m = n$, но имеются слагаемые разных знаков, исследуемое ур-ние — гиперболического типа. При $m < n$ — ур-ние параболического типа. Эта классификация, вообще говоря, зависит от точки x . Ниже приведены нек-рые примеры ур-ний и соответствующих краевых задач.

Ур-ние

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \text{div}(p \text{ grad } u) - qu + f(x, t) \quad (1)$$

описывает малые колебания струн, стержней, мембран, акустич. и эл.-магн. колебания. В ур-нии (1) пространственные переменные $x = (x_1, \dots, x_n)$ изменяются в области $G \subset R^n$, $n = 1, 2, 3$, где задана исследуемая физ. процесс; при этом должно быть $\rho > 0$, $p > 0$ и $q \geq 0$. При этих условиях ур-ние (1) — ур-ние гиперболич. типа. При $\rho = 1$, $p = a^2 = \text{const}$ и $q = 0$ ур-ние (1) превращается в волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \Delta u + f(x, t), \quad (2)$$

где Δ — оператор Лапласа.

Диффузионное уравнение

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \text{div}(p \text{ grad } u) - qu + f(x, t) \quad (3)$$

описывает процессы диффузии частиц и распространения тепла в среде. Ур-ние (3) — ур-ние параболич. типа. При $\rho = 1$, $p = a^2 = \text{const}$ и $q = 0$ ур-ние (3) превращается в уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \Delta u + f(x, t). \quad (4)$$

Для стационарных процессов, когда отсутствует зависимость от времени t , ур-ния (1) и (3) принимают вид

$$-\text{div}(p \text{ grad } u) + qu = f(x). \quad (5)$$

Ур-ние (5) — ур-ние эллиптич. типа. При $p = 1$ и $q = 0$ ур-ние (5) наз. ур-нием Пуассона

$$\Delta u = -f(x), \quad (6)$$

а при $f = 0$ — Лапласа уравнением

$$\Delta u = 0. \quad (7)$$

Ур-ниями (6) и (7) удовлетворяют разл. потенциалы: ньютонов (кулонов) потенциал, потенциал течения несжимаемой жидкости и т. д.

Если в волновом ур-нии (2) внеш. возмущение f — периодическое с частотой ω , $f(x, t) = a^2 f(x) \exp(i\omega t)$, то амплитуда $u(x)$ периодич. решения с той же частотой ω

$$u(x, t) = u(x) \exp(i\omega t)$$

удовлетворяет Гельмгольца уравнению

$$\Delta u + k^2 u = -f(x), \quad k^2 = \frac{\omega^2}{a^2}. \quad (8)$$

К ур-нию Гельмгольца приводят задачи дифракции.

Для полного описания процесса колебаний необходимо задать нач. возмущение и нач. скорость

$$u|_{t=0} = u_0(x), \quad \frac{\partial u}{\partial t} \Big|_{t=0} = u_1(x), \quad (9)$$

а для процесса диффузии — только нач. возмущение

$$u|_{t=0} = u_0(x). \quad (10)$$

Кроме того, на границе S области G необходимо удовлетворить заданному решению. В простейших случаях граничные условия для ур-ний (1), (3), (5) описываются соотношением

$$k \frac{\partial u}{\partial n} + hu|_S = v(x, t), \quad t > 0, \quad (11)$$

где k и h — заданные неотрицательные ф-ции, не обращающиеся в нуль одновременно, n — внеш. нормаль к поверхности S , v — заданная ф-ция. В случае неогранич. областей, напр. внешности огранич. области, кроме условия на границе задают также условие на бесконечности. Напр., для ур-ния Гельмгольца (8) на бесконечности задают *Зоммерфельда условия излучения*.

Краевая задача, к-рая содержит только нач. условия (и, стало быть, не содержит граничных условий), так что область G — всё пространство R^n , наз. *Коши задачей*. Для ур-ния (1) задача Коши (1), (9) ставится след. образом: найти ф-цию $u(x, t)$, удовлетворяющую ур-нию (1) при $t > 0$ и нач. условиям (9) на плоскости $t = 0$. Аналогично ставится и задача Коши (3), (10) для ур-ния диффузии (3).

Если в краевой задаче присутствуют и нач., и граничные условия, то такая задача наз. смешанной задачей. Для ур-ния (1) смешанная задача (1), (9), (11) ставится так: найти ф-цию $u(x, t)$, удовлетворяющую ур-нию (1) в цилиндре $G \times (0, \infty)$, нач. условиям (9) на его гнз. основании G и граничному условию (11) на его боковой поверхности $S \times [0, \infty)$. Аналогично ставится смешанная задача (3), (10), (11) для ур-ния диффузии (3). Существуют и др. постановки краевых задач.

Для стационарного ур-ния (5) нач. условия отсутствуют и соответствующая краевая задача ставится так: найти ф-цию $u(x)$, удовлетворяющую ур-нию (5) в области G и граничному условию на границе S области G :

$$k \frac{\partial u}{\partial n} + hu|_S = v(x). \quad (11')$$

Для ур-ния (5) краевая задача с граничным условием $u|_S = v_0(x)$ наз. *Дирихле задачей*, а с граничным условием $\frac{\partial u}{\partial n} \Big|_S = v_1(x)$ — *Неймана задачей*. Различают внеш. и внутр. краевые задачи Дирихле и Неймана. Для внеш. задач кроме граничных условий необходимо задавать условия на бесконечности.

К краевым задачам для ур-ния (5) относятся также задачи на собств. значения: найти те значения параметра λ (собств. значения), при к-рых однородное ур-ние

$$Lu = -\operatorname{div}(p \operatorname{grad} u) + qu = \lambda ru \quad (12)$$

имеет нетривиальные решения (собств. ф-ции), удовлетворяющие однородному граничному условию

$$k \frac{\partial u}{\partial n} + hu|_S = 0. \quad (13)$$

Если G — огранич. область с достаточно гладкой границей S , то существует счётное число неотрицательных собств. значений $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ задачи (12), (13) ($0 \leq \lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \dots, \lambda \rightarrow \infty$), каждое λ_k — конечной кратности; соответствующие собств. ф-ции $u_k(x)$, $Lu_k = \lambda_k u_k$, $k = 1, 2, \dots$, образуют полную ортонормированную систему ф-ций; при этом всякая ф-ция, удовлетворяющая граничному условию (13), разлагается в регулярно сходящийся ряд Фурье по системе собств. ф-ций $\{u_k\}$.

Обобщённые задачи. Иллюстрированные постановки краевых задач предполагают достаточную гладкость решения внутри области вплоть до границы. Такие постановки краевых задач наз. классическими. Однако во мн. физ. задачах приходится отказываться от требования гладкости. Внутри области решение может быть *обобщённой функцией* и удовлетворять ур-нию в смысле обобщённых ф-ций, краевые условия могут удовлетворяться в к.-л. обобщённом смысле. Такие краевые задачи наз. обобщёнными. Например, соответствующие решения — обобщёнными решениями. Напр., обобщённая задача Коши для волнового ур-ния ставится след. образом. Пусть u — классич. решение задачи Коши (2), (9). Ф-ции \tilde{u} и \tilde{f} продолжим нулём на $t < 0$ и обозначим их \tilde{u} и \tilde{f} соответственно. Тогда ф-ция \tilde{u} будет удовлетворять в смысле обобщённых ф-ций во всём пространстве R^{n+1} волновому ур-нию

$$\Delta^2 \tilde{u} / \partial t^2 = a^2 \Delta \tilde{u} + u_0(x) \cdot \delta'(t) + u_1(x) \cdot \delta(t) + \tilde{f}(x, t). \quad (14)$$

При этом нач. возмущения u_0 и u_1 играют роль мгновенно действующих внеш. источников типа двойного слоя, $u_0(x) \cdot \delta'(t)$, и простого слоя, $u_1(x) \cdot \delta(t)$. Сказанное позволяет в нек-ром смысле определить обобщённую задачу Коши для волнового ур-ния с источником F (обобщённая ф-ция $F = 0$ при $t < 0$) наз. задачей об отыскании тех обобщённых решений $u(x, t)$ в R^{n+1} волнового ур-ния

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \Delta u + F(x, t), \quad (14')$$

к-рые обращаются в нуль при $t < 0$. Аналогично ставится обобщённая задача Коши и для ур-ния теплопроводности (4).

Поскольку краевые задачи матем. физики описывают реальные физ. процессы, то они должны удовлетворять след. естеств. требованиям, сформулированным Ж. Адамаром (J. Hadamard): 1) решение должно существовать в нек-ром классе ф-ций M_1 ; 2) решение должно быть единственным, возможно в др. классе ф-ций M_2 ; 3) решение должно непрерывно зависеть от данных задачи (нач. и граничных данных, свободных членов, коэф. ур-ния и т. д.). Требование непрерывной зависимости решения возникает в связи с тем, что данные физ. задачи, как правило, определяют из эксперимента приблизительно, поэтому необходимо быть уверенным в том, что решение задачи не будет существенно зависеть от погрешностей измерений.

Задача, удовлетворяющая перечисленным требованиям 1—3, наз. корректной постановкой задачи. Хотя требования 1—3, на первый взгляд, кажутся естественными, их тем не менее необходимо доказывать в рамках принятой матем. модели. Доказательство корректности — первая проверка матем. модели: модель непротиворечива, не содержит паразитных решений и мало чувствительна к погрешностям измерений.

Нахождение корректных постановок краевых задач матем. физики и методов построения их решений (точных или приближённых) и составляет одно из главных содержаний предмета М. ф. у. Известно, что все перечисленные выше краевые задачи поставлены корректно.

Задача, не удовлетворяющая хотя бы одному из условий 1—3, наз. некорректной задачей. Некорректные задачи приобретают в математической физике всё возрастающее значение: к ним в первую очередь относятся обратные задачи, а также задачи, связанные с обработкой и интерпретацией результатов наблюдений.

Важную роль в М. ф. у. играет понятие *Грина функции*. Ф-цией Грина линейной дифференциальной оператором

$$L(x, t; D) = \sum_{\alpha} a_{\alpha}(x, t) D^{\alpha}, \quad D = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \dots, \frac{\partial}{\partial x_n}, \frac{\partial}{\partial t} \right)$$

с заданными (однородными) краевыми условиями на границе области изменения переменных (x, t) из ф-ции $G(x, t; \xi, \tau)$, удовлетворяющая при каждом (ξ, τ) из этой области ур-ию

$$L(x, t; D)G(x, t; \xi, \tau) = \delta(x - \xi, t - \tau). \quad (15)$$

В физ. ситуациях ф-ция Грина $G(x, t; \xi, \tau)$ описывает возмущение от точечного (в точке ξ) мгновенного (в момент τ) источника единичной интенсивности (с учётом неоднородности среды и краевого эффекта). В случае постоянных коэф. и отсутствия границы ф-ция Грина при $\xi = 0$ и $\tau = 0$ равна ф. фундам. е-та л-ым решением и обозначается $E(x, t)$:

$$L(D)E(x, t) = \delta(x, t). \quad (15')$$

Доказано существование фундам. решения для любого оператора $L(D) \neq 0$.

С помощью фундам. решения $E(x, t)$ решение $u(x, t)$ ур-ия

$$L(D)u = F(x, t) \quad (16)$$

с произвольной правой частью F (обобщённая ф-ция) выражается во всём пространстве R^{n+1} свёрткой

$$u = F * E = \int F(\xi, \tau) E(x - \xi, t - \tau) d\xi d\tau.$$

В этом состоит сущность метода точечного источника решения линейных задач матем. физики.

Методы решения. Для исследования и приближённого решения смешанных задач используют *разделение переменных метод* (метод Фурье) при условии, что коэф. в ур-ии и в граничных условиях не зависят от времени t . Идея метода, напр. применительно к задачам (3), (10), (13), состоит в следующем: искомое решение $u(x, t)$ и правую часть $f(x, t)$ разлагают в ряд Фурье по собств. ф-циям $\{u_k\}$ краевой задачи (12), (13):

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} b_k(t) u_k(x), \quad f(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} c_k(t) u_k(x). \quad (17)$$

Подставляя эти ряды в ур-ие (3), для неизвестных ф-ций $b_k(t)$ получают ур-ие

$$\dot{b}_k(t) + \lambda_k b_k(t) = c_k(t), \quad k = 1, 2, \dots \quad (18)$$

При этом, чтобы ряд (17) для u удовлетворял нач. условию (10), необходимо положить

$$b_k(0) = \int_0^l \rho(x) u_0(x) u_k(x) dx = a_k. \quad (19)$$

Решая задачу Коши (18), (19), получают формальное решение задачи (3), (10), (13) в виде ряда

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \left[a_k e^{-\lambda_k t} + \int_0^t e^{-\lambda_k(t-\tau)} c_k(\tau) d\tau \right] u_k(x). \quad (20)$$

Возникает задача обоснования метода Фурье: когда формальный ряд (20) даёт классич. или обобщённое решение задачи (3), (10), (13)? Аналогично метод Фурье применяют и к смешанной задаче (1), (9), (13).

Метод разделения переменных находит применение также и для решения краевых задач для ур-ия эллиптического типа (5). При исследовании и приближённом решении краевых задач для ур-ия (5) используют вариационный метод. Так, напр. для задачи на собств. значения (12), (13) (при $p=1$) собств. значения λ_k удовлетворяют вариацион. принципу:

$$\lambda_k = \inf (Lu, u) / (u, u), \quad (21)$$

$$(u, u) = 0; \quad i = 1, \dots, k - 1$$

где ф-ции сравнения u и u удовлетворяют (13); при этом \inf в (21) реализуется на любой собств. ф-ции, соответствующей собств. значению λ_k , и только на ней.

Перечисленные краевые задачи не исчерпывают всё многообразие краевых задач матем. физики, это простейшие классич. примеры краевых задач. Краевые задачи, описывающие реальные физ. процессы, могут быть сложными: системы ур-ий, ур-ия высших порядков, нелинейные ур-ия. К ним в первую очередь относятся ур-ие Шрёдингера, ур-ия гидродинамики, переноса, магн. гидродинамики, ур-ия Максвелла, теории упругости, ур-ия Дирака, ур-ия Гильберта — Эйзенштейна, ур-ия Янга — Миллса и др. В связи с поисками нетривиальных моделей, описывающих взаимодействие квантовых полей, возрос интерес к классич. нелинейным ур-иям (см. *Нелинейные уравнения математической физики*).

Лит.: Тихонов А. И., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 3 изд., М., 1977; Курат Р., Уравнения с частными производными, пер. с англ., М., 1964; В. А. Димитров В. С., Уравнения математической физики, 3 изд., М., 1988; с-го же, Обобщённые функции в математической физике, 2 изд., М., 1979; Дядкин С. И., О. А., Краевые задачи математической физики, М., 1973; Тихонов А. Н., Арсенив В. Я., Методы решения некорректных задач, 3 изд., М., 1986; Миллс Л. Д., Дифференциальные уравнения в частных производных, 2 изд., М., 1983; Рид М., Саймон В., Методы современной математической физики, пер. с англ., т. 1—4, М., 1977—82; Адамар Ж., Задача Коши для линейных уравнений с частными производными гиперболического типа, пер. с франц., М., 1978; Риктмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 2, М., 1984. В. С. Володимиров.

МАТЕРИАЛЬНАЯ ТОЧКА — понятие, вводимое в механике для объекта бесконечно малых размеров, имеющего массу. Положение М. т. в пространстве определяется как положение геом. точки, что существенно упрощает решение задач механики. Практически всякое тело можно рассматривать как М. т. в случаях, когда расстояния, проходимые точками тела, очень велики по сравнению с его размерами. Кроме того, при изучении движения любой механич. системы (в частности, и твёрдого тела) закон движения её центра масс (центра тяжести) находится как закон движения М. т., имеющей массу, равную массе системы, и находящейся под действием всех внеш. сил, приложенных к системе.

МАТЕРИЯ И ДВИЖЕНИЕ — философские категории, являющиеся мировоззренческими основаниями науки в рамках материалистич. философских учений. С точки зрения материалистич. диалектики, материальное единство мира, представляющего собой движущуюся материю, служит философским основанием единства системы естественных и технических наук. Каждая из этих наук по-своему конкретизирует материалистич. представления о М. и др., разрабатывая специфич. модели структуры, движения и взаимодействия разл. материальных образований, служащих объектами их изучения, в соответствии с уровнем развития обществ.-историч. практики, являющейся критерием истины, основой и целью познания.

Согласно материалистич. диалектике, материя — это объективная реальность, давая нам в ощущениях. Движение, понимаемое как изменение вообще, — способ существования материи — нет движения без материи, как нет и материи без движения. Материальный мир рассматривается как сложная многоуровневая развивающаяся система взаимосвязанных материальных образований, каждое из к-рых, как и весь материальный мир в целом, воплощает в себе единство устойчивости и изменчивости, дискретности и непрерывности и др. диалектич. противоположностей. Субординация и координация материальных образований в рамках всеобщей связи объектов и явлений описывается с помощью представлений о разл. структурных уровнях, формах движения и видах материи, конкретизируемых соответствующими частными науками. Всеобщими формами существования материи являются *пространство и время*, выражающие соответственно порядок сосуществования и смены отд. материальных образований и их состояний.

Конкретные науч. представления о М. и д. меняются по мере развития обществ.-историч. практики. В физике это изменение выражается в виде смены физ. картин мира. При этом единственное „свойство“ материи, с названием которого связан философский материализм, — свойство быть объективной реальностью — остаётся неизменным, обеспечивая единство и преемственность развития науч. знания.

Будучи лидером естествознания как системы наук о природе, физика вносила и продолжает вносить определяющий вклад в представления о М. и д., лежащие в основе др. естеств.-науч. дисциплин (химии, биологии, геологии и т. п.) и получающие в них дальнейшую конкретизацию и развитие.

В физической и вообще научной, в т. ч. философской, литературе (особенно зарубежной) термин «материя» до сих пор нередко продолжает употребляться в нефилософском смысле, обозначая *вещество*, к-рое с диалектико-материалистич. точки зрения является лишь одним из видов материи, не исчерпывая собой всего их многообразия. Нефилософский смысл часто вкладывается в естеств.-науч. литературу и в термин «движение», понимаемое тогда только как изменение положения в пространстве с течением времени, т. е. только как механич. движение. Такого рода словоупотребление, хотя и является нестрогим, прочно вошло в языковую практику и обычно не вызывает недоразумений. Однако если философский смысл понятий М. и д. отожествляется с конкретно-науч. представлениями о них, то это может послужить одним из источников кризисов философских оснований науки, неоднократно имевших место на протяжении её истории.

Историческое развитие физических представлений о материи и движении. Первые теоретич. представления о М. и д., ставшие впоследствии в европ. культурном регионе основой физики как фундам. науки о природе, были разработаны в рамках античных натурфилософских учений. Все эти учения трактовали материю как первоэлементарн. общий субстрат всех природных образований. Начав с конкретных представлений о материи как субстанциальном первоначале всех вещей [вода у Фалеса (Θαλῆς), воздух у Анаксимена (Ἀναξίμανης), огонь у Гераклида (Ἡρακλείδης)], сохраняя своё тождество в многообразных процессах изменения природных явлений, др.-греч. философия вскоре выработала представление о качестве неопределимой первичной материи (αἰθέριον Ἀναξίμανδρα), опред. модификациями к-рого были античные виды материи — вода, земля, воздух и огонь. Движение, рассматривавшееся как изменение вообще, первоначально трактовалось наивно-антропоморфно — как проявление одушевлённости отд. вещей и мира в целом — Космоса (γίγναισμα).

Наиб. развитые философско-физ. представления о М. и д. античности, категориальная основами к-рых не утратили своего значения и по сей день, были развиты в учениях Демокрита (Δημόκριτος), Платона (Πλάτων) и Аристотеля (Ἀριστοτέλης). Демокрит всесторонне разработал атомистич. принципы учения о М. и д., согласно к-рым всё многообразие природных вещей и процессов сводилось к разл. сочетаниям и пространственным перемещениям внутреннебескачеств. непроницаемых и неделимых первоэлементов материи — атомов, различающихся между собой лишь пространственными размерами, формой и ориентацией. Материя, как состоящая в конечном счёте из атомов, имела, т. о., предел структурной делимости, а все виды движения сводились к одному — механическому.

В натурфилософской части своего учения (диалог «Тимей») Платон излагает доктрину своеобразного «матем. атомазма». Четыре античных вида материи образуются у него в результате первонач. оформления бескачеств. «бездвидной» первоэлемента (отождествляемой с пространством, или небытием) посредством двух видов прямоугольных треугольников с соотношениями сторон 1:√3:2 и 1:1:√2, на к-рых затем строятся пра-

вильные многогранники: тетраэдр — элементарная частица для огня, октаэдр — для воздуха, икосаэдр — для воды и куб — для земли. В. Гейзенберг (W. Heisenberg) рассматривал геом. атомизм Платона как прообраз совр. физ. представлений о симметрии.

В учении Аристотеля бескачеств. первоэлемента, обладающая неопределённым бытием, первоначально оформляется в землю, воду, воздух и огонь путём попарных сочетаний четырёх осн. качеств — тёплого, холодного, влажного и сухого. Аристотель также выделял четыре типа движения: по существу — возникновение и уничтожение, по кол-ву — рост и уменьшение, по качеству — превращение и по месту — перемещение, определил движение вообще как переход из возможности в действительность, и четыре типа причин, ответственных за существование отд. материальных образований (сущностей), — материальную, формальную, действующую и целевую. Он впервые ввёл в натурфилософский обиход сам термин материя и отделил физику как один из разделов второй философии от собственно философии (метафизики).

Атомизм Демокрита, развитый Эпикуром (Ἐπίκουρος), был возрождён в новое время П. Гассенди (P. Gassendi). Достижения Г. Галлея (G. Galilei) и его современников [И. Кеплер (J. Kepler), П. Декарт (R. Descartes)] в области физ. учения о М. и д. подготовили почву для работ И. Ньютона (I. Newton), начавшего оформление предмета механики в целостную систему понятий, к-рая была положена в основу механистич. картин мира. В её рамках материя рассматривалась исключительно как вещество — протяжённая непроницаемая инертная весомая субстанция, единств. видом движения к-рой было пространственное перемещение. Мерой кол-ва материи была *масса*, служившая одновременно мерой инертности — способности материальных тел сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения, к-рое могло быть изменено только в результате воздействия веш. причин — силы. По вопросу о структуре материи в рамках механистич. картин мира конструировали концепции дискретности (разл. варианты атомизма) и непрерывности, по вопросу о характере силового взаимодействия между материальными телами, вызвавшего или изменявшего их движение — концепции близкого действия и дальнего действия. В первой из них сила была результатом движения, возникая при соударении непроницаемых движущихся тел, во второй — внутр. свойством материи, первичным по отношению к движению, порождаемому ею (противоположность кинетизма и динамизма). В качестве меры движения фигурировали две величины — кол-во движения (импульс) и «живая сила» (кинетич. энергия).

Вовлечение в сферу эксперим. физ. исследований тепловых, световых, электрич. и магн. явлений, так или иначе связанных с механич. движением, сопровождалось введением представлений о разнообразных силах, вызывающих эти явления, и о соответствующих видах материи, служащих носителями этих сил. Так в физику вошла «весомая материя» (φλυδις) — теплород, электрич. и магн. жидкости и др. По мере развития физики на протяжении 18—19 вв. (волновой теории света, кинетич. теории теплоты, учения об электричестве и магнетизме) весомая материя постепенно исчезала из физ. картин мира, т. к. приписывавшие им явления удавалось объяснить на механич. основе. Дольше всего сохранил своё существование в физ. картине мира *эфир* как носитель эл.-магн. явлений. Для него тоже строились механич. модели, противоречившие друг другу. Термин «материя» к кон. 19 в. закрепился только за «весомой материей» — веществом.

Открытие электрона, делимости атомов вещества и их составленности из электрически заряж. частиц противуположных знаков, теоретич. и эксперим. обнаружение эл.-магн. природы массы электронов в соединении с трактовкой электричества и эфира как немате-

риальных (невещественных) субстанций, изменения состояния к-рых не всегда удавалось свести к механич. движению, породили на рубеже 19—20 вв. кризис философских оснований физики. Он выразился, в частности, в попытках мыслить движение без материи (энергетизм) и в быстрой смене механистич. картин мира электромагнитной. Вещество, рассматривавшееся в механистич. картине мира как единств. вид материи, утратило статус «первоматерии», оказавшись «состоящим из электричества». Физика вышла из кризиса путём создания новых теорий — теории относительности и квантовой теории, радикально изменивших классич. физ. представления о М. и д.

Представления о материи и движении в современной физической картине мира. Совр. физ. картину мира, в рамках к-рой осуществляется развитие физики в наши дни, можно назвать квантово-релятивистской, т. е. её основой служат осн. принципы теории относительности (специальной, или частной, и общей) и квантовой теории (нерелятивистской — квантовой механики и релятивистской — квантовой теории поля).

Спец. (частная) теория относительности (см. *Относительности теория*), установив физ. равноправие всех инерциальных систем отсчёта, показала невозможность обнаружения равномерного и прямолинейного движения относительно абсолютно покоящегося эфира и тем самым сделала его существование излишним. Благодаря этому эл.-магн. поле стало трактоваться как самостоят. вид материи, не нуждающийся в носителе. Учёт роль эл.-магн. (световых) сигналов, распространяющихся с максимально возможной в природе скоростью, в процессах измерения пространственных и временных характеристик материальных объектов, спец. теория относительности тесно связала между собой вещество и поле как виды материи с состояниями их движения.

Общая теория относительности — релятивистская теория тяготения — установила зависимость метрич. характеристик пространства-времени, отождествляемых в ней с гравитат. полем, от распределения вещества и эл.-магн. поля и установила законы движения в искривлённом пространстве-времени (см. *Тяготение*).

Квантовая механика, введя представление о мин. величине действия как характеристике взаимодействия, показала единство дискретности и непрерывности (корпускулярно-волновой дуализм) в структуре элементарных частиц вещества и эл.-магн. поля и установила безграничный характер движения микрочастиц.

Квантовая теория поля позволяла трактовать как специфич. вид движения возникновение и уничтожение элементарных частиц, объясняя их взаимодействие как обмен квантами соответствующих полей, и углубляя понимание корпускулярно-волнового дуализма, стала рассматривать вещество и поле на микроуровне как два отд. вида материи, различающиеся структурой, — соответственно дискретной (корпускулярной) и непрерывной (волновой) (что имеет место на макроуровне), а как две диалектически противоположные ипостаси единого квантового поля. В её рамках введено представление о спинофиз. форме бытия материи — *виртуальных частиц* — и физ. *скалуме* как специфич. виде материи. Эти представления придают физ. реализации философской категории возможности.

Как в нерелятивистской, так и в релятивистской квантовой теории вероятность является характеристикой способа бытия элементарных частиц вещества и поля, объективной характеристикой их движения, а не мерой нашего незнания точных особенностей движения, как это было в классич. физике.

Для теории относительности и квантовой теории характерно установление явной зависимости нек-рых характеристик физ. объектов как материальных образований (пространственных, временных, энергетических, импульсных и др.) от отношения этих объектов к эксперим. средствам познания, используемым челове-

ком как субъектом-наблюдателем для их изучения, — системе отсчёта в теории относительности и типу прибора в квантовой теории. Тем самым квантово-релятивистская картина мира отображает в себе не только характеристики природных объектов, но и объективные (материальные) характеристики познающего субъекта в процессе использования им систем отсчёта в приборах как материальных средств познания видов физ. материи и форм их движения. Объективные характеристики человека как субъекта познания применяются также для обоснования конкретных численных значений универсальных констант природы (антропологич. принципов в космологии).

Объединит. тенденции, характерные для совр. этапа развития физики, служат дальнейшей конкретизации физ. представлений о М. и д. Смысление физики элементарных частиц и космологии в модели горячей Вселенной (Большого взрыва) приводит к введению в физику идеи развития. Четыре вида взаимодействия (эл.-магнитное, гравитационное, сильное и слабое), теории к-рых раньше строились независимо друг от друга, теперь начинают рассматриваться в единстве. На основе представления о калибровочной симметрии (см. *Калибровочная инвариантность*) уже удалось построить и экспериментально подтвердить объединённую теорию эл.-магн. и слабого взаимодействий, рассматриваемых в ней как проявления единого электрослабого взаимодействия. Создание калибровочной теории сильного взаимодействия (квантовой хромодинамики) вызвало к жизни программы построения единой калибровочной теории эл.-магн., слабого и сильного взаимодействий (*великое объединение взаимодействий*) и единой теории всех четырёх видов взаимодействий (см. *Супергравитация*). Реализация этих программ приводит к значит. увеличению числа могущих существовать элементарных частиц, увеличению размерности пространства-времени, значительно усложняя и развивая физ. представления о М. и д.

На более глубоком уровне выяснилось, что элементарные частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, состоят из более фундам. частиц — кварков. Материя представлялась в совр. физике лептонами и кварками (защитами с получленным спином) и квантами полей (фотоахн, векторными бозонами, глюонами и гипотетич. гравитонами), обладающими целым спином и осуществляющими четыре типа фундам. взаимодействий. В квантовой теории поля уже на ранних стадиях её развития выяснилась связь между свойствами частиц (значениями спинов) и квантовыми законами их движения. Построение калибровочных теорий электрослабых и сильных взаимодействий впервые в явной форме обнаружидо связи между уравнениями движения фундам. частиц и их взаимодействиями.

Восдрение физ. методов исследования и физ. представлений о М. и д. в др. естеств. науки активно содействует их внутр. единству. Так, с помощью нерелятивистской квантовой механики удалось объяснить осн. характеристики хим. форм движения материи — ат. вес, ат. номер, хим. средство и валентность хим. элементов. Физ. химия, хим. физика, квантовая химия, термодинамика необратимых процессов и процессов самоорганизации тесно смыкают физику и химию. Такие интенсивно развивающиеся науки, как биофизика, физ.-хим. биология, позволяют выявить физ., физ.-хим. и хим. составляющие биол. формы движения материи.

Вся история физики свидетельствует о непрерывном совершенствовании физ. представлений о М. и д. в прямой зависимости от уровня эксперим. техники и теоретич. разработок, демонстрируя шестерядность М. и д. как способа её существования. Развитие представлений о строении материи и аакопах её движения обнаруживает тенденцию к установлению все более полной иерархич. связи между строем материи и её движением.

Лит.: Энгельс Ф. Диалектика природы. М. 1955. К. и Энгельс Ф., Соч., 2 изд., т. 20; Денн В. И., Материализм и эмпириокритицизм, Полн. собр. соч., 5 изд., т. 18;

Дорфман Я. Г., Внесерийная история физики с древнейших времен до кон. XVIII в., М., 1974; еро же, Внесерийная история физики с нач. XIX до сер. XX вв., М., 1979; Марков М. А., О природе материи, М., 1976; Фундаментальная структура материи, пер. с англ., М., 1984. И. С. Алексеев.
МАТРИЦА — прямоугольная таблица

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{m1} & a_{m2} & \dots & a_{mn} \end{pmatrix},$$

состоящая из m строк и n столбцов; её наз. М. размера $m \times n$. Элементами a_{ij} (первый индекс указывает номер строки, второй — номер столбца) М. могут быть числа, ф-ции или др. величины, над к-рыми можно производить алгебраич. операции. М. также обозначают как $\|a_{ij}\|$, (a_{ij}) . Наряду с конечными М. рассматривают М. с бесконечным числом строк или столбцов.

М. размера $n \times 1$ наз. столбцом, а размера $1 \times n$ — строкой. М., все элементы к-рой равны нулю, наз. нулевой М. и обозначается 0. М. размера $n \times n$ наз. квадратной М. порядка n . У квадратной М. число строк равно числу столбцов. Квадратная М. $A = \|a_{ij}\|$ наз. треугольной, если $a_{ij} = 0$ при $i > j$, строго треугольной, если $a_{ij} = 0$ при $i \geq j$, диагональной, если $a_{ij} = 0$ при $i \neq j$. Диагональная М. обычно обозначается $\text{diag}(a_1, \dots, a_n)$. Если все $a_i = \alpha$, получают скалярную М. При $\alpha = 1$ М. наз. единичной и обозначается I или E . В квадратной М. диагональ, проведённая из верхнего левого угла в нижний правый угол, наз. гл. диагональю.

Квадратная М. наз. неособенной (невырожденной), если она имеет единств. обратную М. A^{-1} , определяемую условиями $AA^{-1} = A^{-1}A = I$. В противном случае A — особенная (вырожденная) М. Квадратная М. является неособенной в том и только в том случае, когда её определитель, $\det A$, отличен от нуля.

Понятие М. впервые появилось в сер. 19 в. в работах У. Р. Гамильтона (W. R. Hamilton) и А. Кэли (A. Cayley).

Действия над матрицами. Суммой или разностью двух $m \times n$ М. $A = \|a_{ij}\|$ и $B = \|b_{ij}\|$ наз. $m \times n$ М. $C = \|c_{ij}\| = A \pm B$, где $c_{ij} = a_{ij} \pm b_{ij}$. Произведением М. $A = \|a_{ij}\|$ на число α наз. М. с элементами αa_{ij} .

Перемножать две М. можно только тогда, когда число столбцов в 1-м сомножителе равно числу строк во 2-м. Если $A = m \times n$ М., $B = n \times p$ М., то $m \times p$ М.

С с элементами $c_{ijk} = \sum_{l=1}^n a_{il}b_{lk}$ наз. произведением М.

A и B и обозначается: $C = AB$. Если существуют оба произведения AB и BA (это, в частности, будет всегда, если A и B — квадратные М. одного и того же порядка), то, вообще говоря, $BA \neq AB$. В результате перемножения двух М. можно получить нулевую М., хотя ни одна из перемножаемых М. не является нулевой. Невырожденные М. порядка n образуют группу относительно умножения, она наз. полной линейной группой $GL(n)$.

Определяемые выше операции обладают след. свойствами: $A + B = B + A$, $A + (B + C) = (A + B) + C$, $(AB)C = A(BC)$, $A(B + C) = AB + AC$, $A + 0 = A$, $0B = C0 = 0$, $IA = AI = A$.

Транспонированием М. $A = \|a_{ij}\|$ размера $n \times m$ наз. замена её строк столбцами (1-я строка заменяется на 1-й столбец, 2-я строка на 2-й столбец и т. д.), т. е. это переход к М. $A' = \|a'_{ij}\|$ размера $m \times n$ такой, что $a'_{ij} = a_{ji}$. Комплексным сопряжением М. $A = \|a_{ij}\|$ наз. переход к М. $A^* = \|a^*_{ij}\|$, где $*$ означает комплексное сопряжение.

Эрмитовым сопряжением М. $A = \|a_{ij}\|$ размера $n \times m$ наз. переход к М. $A^+ = (A')^* = (A')^*$ размера $m \times n$. М. A^+ наз. эрмитово сопряжённой с М. A . Имеют место след. соотношения: $(A + B)^+ = A^+ + B^+$, $(\alpha A)^+ = \alpha^* A^+$, $(AB)^+ = B^+ A^+$, $(A^+)^+ = (A^+)^+$, $(A^+)^+ = A$, $0^+ = 0$, $I^+ = I$.

Квадратные матрицы. Квадратная М. A наз. симметричной, если $A' = A$; антисимметричной, если $A' = -A$; Эрмитовой (самосопряжённой), если $A' = A^+$; антиэрмитовой, если $A' = -A^+$; ортогональной, если $A'A = A^+A = I$; унитарной, если $A^+A = AA^+ = I$; унимодулярной, если $\det A = 1$. Для каждой М. A с комплексными элементами $S_1 = (A + A^+)^2$ есть симметричная, $S_2 = (A - A^+)^2$ — антисимметричная, $H_1 = (A + A^+)^2$ — эрмитова и $H_2 = (A - A^+)^2$ — антиэрмитова М. $A = S_1 + S_2$ — разложение (единств.) данной М. в сумму симметричной и антисимметричной М. $A = H_1 + H_2$ — разложение (единств.) данной М. в сумму эрмитовой и антиэрмитовой М.

Существует т. н. полярное разложение $A = QU$ М. A в произведение эрмитовой М. Q и унитарной М. U . М. Q однозначно определяется условием $Q^2 = A^+A$, а М. U однозначно определяется в том и только в том случае, если A — невырожденная М. (это разложение аналогично представлению комплексного числа в виде $z = re^{i\varphi}$).

М. A , для к-рой выполняется условие $A^+A = AA^+$, наз. нормальной М. М. A нормальна тогда и только тогда, когда её можно преобразовать в диагональную М. D унитарным преобразованием, т. е. $U^{-1}AU = D$.

М. A наз. подобной М. A , если существует такая неособенная М. T (преобразующая М.), что $A = T^{-1}AT$; A , A' и T должны быть М. одного и того же порядка. Переход от М. A к М. A' наз. преобразованием подобия. При каждом преобразовании подобия сохраняются *инварианты матрицы*. Две подобные М. имеют один и тот же ранг, один и тот же след, один и тот же определитель. Все подобные М. образуют класс подобных матриц, и важной задачей теории М. является выбор М. простейшего вида в этом классе — приведение М. к канонич. форме. Решение этой задачи тесно связано с нахождением собств. значений М. (см. ниже).

Любая М. подобна треугольной М., диагональные элементы к-рой — собств. значения М. Матрицу A можно преобразованием подобия с унитарной преобразующей матрицей T привести к диагональному виду в том и только в том случае, если A подобна нек-рой нормальной М. В этом случае диагональные элементы М. $A = T^{-1}AT$ являются собств. значениями М. Эрмитовы и унитарные М. (а потому действительные и симметричные или ортогональные М.) представляют собой частные случаи нормальных М., поэтому все они приводятся к диагональному виду.

Теория М. тесно связана с теорией линейных преобразований *векторных пространств* (см. *Линейный оператор*).

Собственными значениями (собств. числами, характеристич. числами) М. $A = \|a_{ij}\|$ наз. корни характеристического уравнения матрицы $\det(A - \lambda I) = 0$. М. удовлетворяет своему характеристич. ур-нию. Если λ — собств. значение М. A порядка n , то существует ненулевой столбец (вектор-столбец) k такой, что $Ak = \lambda k$. Этот вектор-столбец наз. *собственным* (характеристическим) вектором М. A , соответствующим собств. значению λ . Спектром (собств. значений) М. A наз. множество всех её собств. значений. Собств. значения М. A обладают след. свойствами:

$$\text{Tr}A = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n, \det A = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_n,$$

где $\text{Tr}A$ = след М. A . Следовательно, если хотя бы одно собств. значение равно нулю, то М. является особенной (вырожденной).

Если M — A порядка n и имеет l разл. собств. значений $\lambda_1, \dots, \lambda_l$, то существует l независимых собств. векторов k_1, \dots, k_l , соответствующих этим собств. значениям. Если A — действительная и симметричная M , и если $\lambda_i \neq \lambda_j$, то $(k_i, k_j) = 0$ (k_i — вектор-строка, получающаяся транспонированием вектора-столбца k_j). Если M — невырожденная, то собств. значениями M^{-1} являются $\lambda_1^{-1}, \dots, \lambda_l^{-1}$, а собств. векторами по-прежнему

векторы k_1, \dots, k_l . Если $|\lambda_1|$ — наиб. модуль l собств. значений M A порядка n , то при $p \rightarrow \infty$, $A^p x \rightarrow k_1$, где x — произвольный вектор-столбец. Для действительной ортогональной M , A $|A| = 1$ для всех i . Если A — симметричная M , и не все собств. значения различны, всё равно можно найти l взаимно ортогональных собств. векторов. Если каждый такой вектор k_i нормирован, т. е. умножен на $(k_i k_i)^{-1/2}$, то $M \cdot K = K_1, \dots, K_n$ ортогональна в $K^* A K = \text{diag}(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$. Вообще, если M — A порядка n и имеет l разл. собств. значений $\lambda_1, \dots, \lambda_l$, l -к-рым соответствуют независимые собств. векторы k_1, \dots, k_l , то $M \cdot T = (k_1, k_2, \dots, k_n)$ преобразует A в диагональную M . $T^{-1} A T = \text{diag}(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$. Если не все l собств. значений различны, то такое преобразование может оказаться невозможным.

Если H — эрмитова M порядка n , то её собств. значения всегда действительны и всегда можно найти l собств. векторов k_1, \dots, k_n таких, что $(k_i, k_j) = \delta_{ij}$. Унитарная M . $U = (k_1, \dots, k_n)$ преобразует H к диагональному виду.

С каждой M — A порядка n связана квадратичная форма от n комплексных переменных x_1, x_2, \dots, x_n , образующих столбец x :

$$x^* A x = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n a_{ij} x_i^* x_j.$$

Эрмитова форма $x^* H x$, где H — эрмитова M , принимает только действит. значения; она наз. положительно определенной или отрицательной, если $x^* H x > 0$ или $x^* H x \leq 0$ для каждого набора $x \neq 0$.

Аналитич. функцию матрицы A порядка n определяют при помощи ряда $\sum_{k=0}^{\infty} a_k A^k$ по степеням A . Каждый такой ряд можно свести к многочлену n -й степени от A , т. к. M . A удовлетворяет своему характеристич. уравн. M . A наз. нильпотентной, если $A^k = 0$ при нек-ром целом положительном k . M . A тогда и только тогда nilpotentna, когда все её собств. значения равны нулю.

M ., имеющую более чем одну строку и столбец, можно разбить на меньшие прямоугольные подматрицы (блоки), проводя между столбцами и (или) строками прямые линии. Две соответствующим образом разбитые M и B размера $n \times n$ можно перемножить, пользуясь входящими в них подматрицами как элементами в обычной ф-ле произведения M ; получающиеся таким путем элементы произведения являются подматрицами $M \cdot B$ размера $n \times n$. M ., разбитую на блоки, наз. клеточной (блочной) M . Прямым (внешним, кронекеровским) произведением M и B наз. блочная $M \cdot C = A \times B$, блоки k -рой имеют вид $a_{ij} B$. Если для M , A , B , C и D существуют произведения AC и BD , то $(A \times B)(C \times D) = AC \times BD$. Если M и A имеет вид

$$A = \begin{pmatrix} A_1 & 0 & \dots \\ 0 & A_2 & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix},$$

т. е. является диагональной M с диагональными элементами в виде квадратных подматриц A_1, A_2, \dots , то такая

M . наз. клеточно-диагональной. В этом случае $\text{Tr} A = \text{Tr} A_1 + \text{Tr} A_2 + \dots$, $\det A = \det A_1 \det A_2 \dots$. Клеточно-диагональной M . является норма l в l -я (корданова) форма, к k -рой можно при образовании подобия привести любую M . При этом в каждой диагональной клетке вдоль гл. диагонали повторяется одно и то же число, а параллельный ряд над гл. диагональю состоит из 1. Все остальные элементы в диагональных клетках равны нулю:

$$A_l = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 1 & \dots & 0 \\ 0 & \lambda_1 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & \lambda_l \end{pmatrix}.$$

Важную роль играют M . в квантовой механике, где динамик. наблюдаемым величинам сопоставляют эрмитовы M ., собств. значения k -рых соответствуют экспериментально наблюдаемым значениям этих физ. величин. При описании квантовомеханич. явлений, в k -рых участвуют частицы, обладающие спином, используют Паули матрицы и Дирака матрицы. В квантовой теории поля, где существуют разл. группы симметрии, рассматривают матричные представления групп.

Мн. задачи по обращению M ., находящему их собств. значений и т. д., возникающие в физ. исследованиях, решают с помощью ЭВМ.

Лит.: М а л ь в е А. И., Основы линейной алгебры, 4 изд., М., 1975; Г а н т м а х е р Ф. Р., Теория матриц, 4 изд., М., 1988; М и ш и н А. П., П р о с к у р я к о в И. В., Высшая алгебра, 2 изд., М., 1985; Б о р е в и ч З. И., Определители и матрицы, 3 изд., М., 1988; В е л д ж а н Р., Введение в теорию матриц, пер. с англ., 2 изд., М., 1976; М а р у с М. М. и я н Х., Обзор по теории матриц и матричных неравенств, пер. с англ., М., 1972. С. И. Азakov.

МАТРИЦА КОГЕРЕНТНОСТИ — (2×2) -матрица, характеризующая поляризац. структуру χ -магн. поля, элементами k -рой являются корреляц. ф-ции $G_{ij}(\tau) = \langle V_i(t) V_j^*(t + \tau) \rangle$ (см. *Когерентность света*).

Здесь $V_i(t)$ — компонента стационарного лучевого поля в плоскости, перпендикулярной волновому вектору. (Если волновой вектор направлен, напр., вдоль оси z , то $i, j = x, y$). При $\tau = 0$ диагональными элементами M . k являются ср. интенсивности ортогональных компонент $G_{xx}(0) = I_x$, $G_{yy}(0) = I_y$; внедиагональные элементы $G_{xy}(0)$, $G_{yx}(0)$ характеризуют взаимную корреляц. компонент.

Элементы M . k определяют контраст интерференционной картины. Поле излучения и ср. интенсивности на выходе поляризатора, ориентированного под углом θ к оси x , даются соответственно выражениями

$$V(t) = V_x(t) \cos \theta + V_y(t) e^{i\varphi} \sin \theta. \quad (1)$$

(φ — фазовый сдвиг между компонентами),

$$I = I_x \cos^2 \theta + I_y \sin^2 \theta + \text{Re} \{ G_{xy}(0) e^{i\varphi} \} \sin 2\theta. \quad (2)$$

Контраст (видимость) интерференц. картины (2)

$$w = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{|G_{xy}(0)| \sin 2\theta}{I_x \cos^2 \theta + I_y \sin^2 \theta}. \quad (3)$$

В случае $I_x = I_y$ и $\theta = \pi/4$ $w = |G_{xy}(0)|/I_x = |\gamma_{xy}|$ (γ_{xy} — степень взаимной когерентности ортогональных компонент). Для неполяризов. излучения $\gamma_{xy} = 0$, т. е. $G_{xy}(0) = G_{yx}(0)$. Для полностью поляризов. излучения $|\gamma_{xy}| = 1$. Любую M . k можно представить в виде суммы матриц для полностью поляризованного и неполяризованного излучений. Степень поляризации, определяемая как отношение интенсивности полностью поляризов. излучения к полной интенсивности, связана с контрастом (3) и дается выражением

$$P = \left\{ 1 - 4 \frac{\det \| G_{ij} \|}{(\text{Sp} \| G_{ij} \|)^2} \right\}^{1/2},$$

где $\det A$ — определитель М. к. Sp — её шпур. Векториальное P является, т. о., инвариантом. Для полностью поляризованного и неполяризованного поля $P = 1$ и $P = 0$ соответственно. В случае $0 < P < 1$ поле частично поляризовано.

Лит.: Шерк и Фэр У., Поляризованный свет. Получение и использование, пер. с англ., М., 1965; Берн М., Вольф Ф., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Песриана И., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974; Пондрик С. И., Мелицкий В. А., Введение в статистическую теорию поляризации радиоволн, М., 1974; Потелли В. А., Татаринов В. Н., Теория когерентности электромагнитного поля, М., 1978. А. С. Чиркин.

МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ (статистический оператор) — оператор, при помощи которого можно вычислить ср. значение любой физ. величины в квантовой статистич. механике и, в частности, в квантовой механике. Термин «М. п.» связан с тем, что статистич. оператор обычно задается в матричной форме и определяет плотность вероятности. М. п. введена Дж. фон Нейманом (J. von Neumann) и Л. Д. Ландау в 1927.

В квантовой механике ср. значение физ. величины, представляемой оператором \hat{A} , в квантовом состоянии, k -рое описывается волновой ф-цией $\psi(x)$, равно

$$\bar{A} = \langle \psi, \hat{A} \psi \rangle = \int \psi^*(x) \hat{A} \psi(x) dx,$$

* означает комплексное сопряжение (для частиц со спином нужно учесть зависимость волновой ф-ции от спиновых переменных и, кроме интегрирования, выполнить суммирование по возможным значениям спина). Соответствующий статистич. ансамбль наз. *ч. с. т. м. в к. с. м. б. л. е. м.* а состояние, k -рое можно описать волновой ф-цией, — *ч. т. м. в к. с. м. б. л. е. м.* Вся квантовая механика, за исключением нек-рых вопросов теории измерений, основана на применении чистых ансамблей.

Квантовая статистич. механика основана на использовании статистич. ансамбля более общего типа, а именно смеси ансамбля (или смеси состояний), k -рый характеризуется заданием лишь вероятностей w_k , $w_k \dots$ пребывания системы в разл. квантовых состояниях, описываемых волновыми ф-циями ψ_1, ψ_2, \dots . Для такого ансамбля ср. значение величины \hat{A} определяется ф-лой

$$\bar{A} = \sum_k w_k \langle \psi_k, \hat{A} \psi_k \rangle, \quad \sum_k w_k = 1, \quad w_k > 0,$$

k -рую можно записать в виде

$$\bar{A} = \text{Sp}(\hat{\rho}) = \iint A(x, x') \rho(x', x) dx dx',$$

$$\rho(x, x') = \sum_k w_k \psi_k(x) \psi_k^*(x'),$$

где Sp — след оператора, а $\rho(x, x')$ — М. п. в x -представлении, x — совокупность одночастичных координат x_1, x_2, \dots, x_n , для частиц со спином σ_i включает спин σ_i . Матричный элемент оператора \hat{A} в x -представлении определяется соотношением

$$A(x, x') = \sum_{h, h'} \psi_h(x) \langle \hat{A} \rangle_{hh'} \psi_{h'}^*(x').$$

Чистое состояние есть частный случай смешанного, когда вероятность состояния k равна 1, а вероятности остальных — нулю. В этом случае М. п. равна произведению волновых ф-ций

$$\rho(x, x') = \psi_k(x) \psi_k^*(x').$$

В общем случае М. п. нельзя представить в такой форме, преобразуя волновые ф-ции. Описание системы с помощью М. п. является неполным с точки зрения квантовой механики, т. к. оно не основано на максимально полном наборе данных, как при описании с помощью волновой ф-ции, но в статистич. механике эта

«неполнота», как правило, не является недостатком. Полное описание системы очень большого числа частиц не только чрезвычайно сложно, но и излишне, поскольку для таких систем проявляются статистич. закономерности. Однако для осн. состояния квантовомеханич. систем с большим числом частиц иногда удается в нек-ром приближении теоретически рассчитать волновые ф-ции и пользоваться чистым ансамблем.

Физ. смысл М. п. можно пояснить, рассматривая подсистему с координатами x квантовомеханич. изолир. системы с координатами q, x , k -рая описывается волновой ф-цией $\psi(q, x)$. Ср. значение величины \hat{A} , относящейся к подсистеме и зависящей лишь от x , равно

$$\bar{A} = \iint \psi^*(q, x) \hat{A} \psi(q, x) dq dx.$$

Определяя линейный оператор \hat{A} в матричном координатном представлении с помощью соотношения

$$\hat{A} \psi(q, x) = \int A(x, x') \psi(q, x') dx',$$

получаем для ср. значения оператора выражение

$$\bar{A} = \iiint \psi^*(q, x') \psi(q, x) A(x, x') dx dx' dq = \iint \rho(x', x) A(x, x') dx dx' = \text{Sp}(\rho \hat{A}),$$

где

$$\rho(x, x') = \int \psi(q, x) \psi^*(q, x') dq$$

М. п. подсистемы x . Диагональные элементы М. п. $\rho(x, x')$ определяют вероятности координат подсистемы. Т. о., состояние подсистемы описывается не волновой ф-цией, а М. п.

М. п. обладает след. свойствами: из нормировки вероятности вытекает, что $\text{Sp} \rho = \sum_k w_k = 1$, М. п. — эрмитова, т. е. $\rho(x, x') = \rho^*(x', x)$, и, кроме того, симметрична относительно перемешанных x_1, \dots, x_n (или x'_1, \dots, x'_n), включая спиновые переменные, для *Бозе — Эйнштейна статистики* и антисимметрична для *Ферми — Дирака статистики*.

Если М. п. удовлетворяет условию $\rho^2 = \rho$, то рассматриваемая система находится в чистом состоянии и обладает определ. волновой ф-цией. Действительно, когда ρ приведено к диагональной форме, это означает, что k -л. один из матричных элементов ρ_{kk} равен 1, а остальные элементы равны нулю. Для любой физ. величины \hat{A} тогда имеем $\bar{A} = A_{kk}$, что соответствует наличию определ. волновой ф-ции ψ_k . В этом случае нет необходимости вводить М. п.

М. п. удовлетворяет квантовому ур-нию Лиувилля

$$i\hbar \partial \rho / \partial t = [H, \rho] = H\rho - \rho H,$$

аналогичному ур-нию Лиувилля в классич. статистич. механике. Это ур-ние получается из того факта, что $\psi_k(x)$ удовлетворяет ур-нию Шредингера. В стационарном состоянии $\partial \rho / \partial t = 0$ и $[H, \rho] = 0$, т. е. М. п. — интеграл движения. Это свойство является исходным при построении равновесных статистич. ансамблей и перенесения идей Гиббса в квантовую статистику. Напр., для микроканонич. ансамбля $w(\mathcal{E}_k) = \text{const}$ при $\mathcal{E}_k \leq \mathcal{E}_k + \Delta \mathcal{E}$, $\Delta \mathcal{E} \ll \mathcal{E}_k$ и $w = 0$ вне этого интервала, где \mathcal{E}_k — собств. значение гамильтониана H . Для канонич. ансамбля

$$w(\mathcal{E}_k) = \exp \{-(F - \mathcal{E}_k) / \theta\}$$

(F — свободная энергия, или энергия Гельмгольца; $\theta = kT$; T — абс. темп-ра). В этом случае $\rho = \exp \{(F - H) / \theta\}$ или, в матричной форме,

$$\rho(x, x') = \sum_k \psi_k^*(x') \exp \{(F - H) / \theta\} \psi_k(x).$$

М. п. применяют в теории необратимых процессов. Если при $t \rightarrow \infty$ система с гамильтонианом H нахо-

дился в состоянии статистич. равновесия, а затем аддитивно было включено внеш. возмущение H_1 (напр., вызванное электрич. или магн. полем), зависящее от времени, то с помощью $\rho(t)$ можно найти реакцию системы на внеш. возмущение. В линейном приближении по внеш. возмущению

$$\rho(t) = \rho_0 + (i\hbar)^{-1} \int_{-\infty}^t \exp\{iH(\tau-t)/\hbar\} [H'_1(\tau), \rho_0] \times \\ \times \exp\{-iH(\tau-t)/\hbar\} d\tau,$$

ρ_0 — статистич. оператор в состоянии равновесия. Отсюда для ср. значения оператора получим

$$\bar{A} = \langle \hat{A} \rangle + (i\hbar)^{-1} \int_{-\infty}^t \langle [\hat{A}(t), H'_1(\tau)] \rangle d\tau,$$

(...) = $\text{Sp}(\rho_0 \dots)$ и операторы взяты в гейзенберговском представлении:

$$\hat{A}(t) = e^{iHt/\hbar} \hat{A} e^{-iHt/\hbar}, H'_1(\tau) = e^{iH\tau/\hbar} H'_1 e^{-iH\tau/\hbar}.$$

Эти ф-лы можно представить через двухвременные за-называемые Грина функции, что используют в теории электропроводности и магн. резонанса.

М. п. применяют для построения операторов плотности комплексов молекул, удовлетворяющих цепочке Боголюбова уравнений, с помощью к-рой можно обосновать кинетик. ур-ние квантового газа.

М. п. используют в теории поляризов. пучков частиц со спином (магн. моментом) или фотонов. Напр., М. п. пучка частиц со спином $\pm 1/2$ в смешанном состоянии имеет вид

$$\rho = w_a |X_a\rangle \langle X_a| + w_b |X_b\rangle \langle X_b|, \quad w_a + w_b = 1,$$

$|X_a\rangle, |X_b\rangle$ — спиновые ф-ции двух разл. суперпозиций состояний $|\pm 1/2\rangle, |-\pm 1/2\rangle$. М. п. в представлении спиновых ф-ций $|\pm 1/2\rangle$ дается выражением

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (e + \sum_i P_i \sigma_i),$$

где $P_i = \text{Sp}(\rho \sigma_i)$ — i -я компонента поляризации, σ_i — матрицы Паули, e — единичная матрица. М. п. пучка фотонов с разл. поляризацей имеет аналогичный вид и зависит от трёх Стокса параметров, описывающих степень линейной и круговой полполяризации относительно разл. осей.

Смешанный ансамбль частиц в разл. состояниях угл. момента $|JM\rangle$ описывается М. п. с элементами $\langle JM|\rho|J'M'\rangle$:

$$\rho = \sum_{J'J''M'} \langle J'M'|\rho|JM\rangle |J'M'\rangle \langle JM|.$$

Для того чтобы учесть симметрию, связанную с угл. моментом частиц ансамбля, удобно разложить ρ по неприводимым тензорным операторам угл. моментов $T(J'J)_{KQ}$:

$$\rho = \sum_{J'J''KQ} \langle T(J'J)_{KQ}^+ \rangle T(J'J)_{KQ}$$

где

$$|J' - J| \leq K \leq J' + J, \quad -K \leq Q \leq K,$$

$$T(J'J)_{KQ} = \sum_{M'M'} (-1)^{J-M} \langle J'M', J-M | KQ \rangle |J'M'\rangle \langle JM|,$$

$\langle J'M', J-M | KQ \rangle$ — Клебша — Гордана коэффициенты, K, Q — полный момент и его z -компонента, $T(J'J)_{KQ}$ — матрица, имеющая $2J' + 1$ строк и $2J + 1$ столбцов.

Величины

$$\langle T(J'J)_{KQ}^+ \rangle = \text{Sp}(\rho T(J'J)_{KQ}^+)$$

наз. мультиполями состояния и характеризуют свойства поляризации и когерентности пучков. Три параметра (при $J' = J$) $\langle T(J'J)_{KQ}^+ \rangle$ с $Q = \pm 1, 0$ наз. вектором ориентации и характеризуют средний по ансамблю угл. момент. Тензор 2-го ранга $\langle T(J'J)_{KQ}^+ \rangle$ наз. тензором выстроенности, он пропорционален ср. сферич. компонентам тензора эллектрич. квадрупольного момента.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989, §4; и т. же, Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1978, § 5; Мандельштам Л. И., Полн. собр. трудов, т. 5, М., 1950; Фон Нейман И., Математические основы квантовой механики, нер. с нем., М., 1964, гл. 5; Боголюбов Н. Н., Избр. труды, т. 2, К., 1970, с. 288; Зубарев Д. Н., Нерезонансная статистическая термодинамика, М., 1971, гл. 2—3; Александров И. В., Теория магнитной релаксации, М., 1975; Блум К., Теория матрицы плотности и ее приложения, пер. с англ., М., 1983.

МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ (S -матрица) в квантовой теории — оператор, переводящий состояние системы (точнее, вектор состояния) $\Phi_{-\infty}$ до рассеяния (или реакции) в состояние $\Phi_{+\infty}$ после рассеяния:

$$\Phi_{+\infty} = S\Phi_{-\infty}. \quad (1)$$

В конкретном представлении (см. Представлений теория) таким оператором является матрица, строки и столбцы к-рой удобно нумеровать значениями полного набора физ. величин, сохраняющихся при свободном движении частиц. М. р. имеет важное значение в квантовой механике и является одним из осн. объектов в квантовой теории поля.

Понятие М. р. возникает в квантовохимич. задаче о рассеянии на потенциальном центре (см. Рассеяние микрочастиц). Физ. картина рассеяния бесспиновой частицы на финитном потенциале $V(r)$ подсказывает, что в асимптотике (при $r = |r| \rightarrow \infty$) решение стационарного Шредингера уравнения

$$-\Delta\psi(r) + V(r)\psi(r) = k^2\psi(r)$$

(Δ — Лапласа оператор, k — импульс частицы; принята система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$) должно иметь слагаемое, отвечающее частице,летающей на рассеивающий центр по направлению $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$, $k = |\mathbf{k}|$,

$$\psi \sim \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} \delta(\mathbf{n} + \mathbf{n}), \quad (2)$$

и слагаемое, описывающее удаляющуюся по всем возможным направлениям $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ частицу,

$$\psi \sim \frac{-e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} S(k; \mathbf{n}, \mathbf{n}). \quad (3)$$

Здесь $\delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0)$ — δ -функция на единичной сфере, определяемая соотношением

$$\int f(\mathbf{n}) \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0) d\mathbf{n} = f(\mathbf{n}_0), \quad d\mathbf{n} = \sin \theta d\theta d\varphi$$

в сферич. системе координат.

Для свободной частицы $[V(r) = 0]$ при $r \rightarrow \infty$ имеем

$$\psi_{\mathbf{k}}^0(r) = \frac{k}{2\pi i} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = \\ = \frac{e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} \delta(\mathbf{n} + \mathbf{n}) - \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}) + O(r^{-2}), \quad (4)$$

так что в отсутствие взаимодействия М. р. тривиальна:

$$S^0(k; \mathbf{n}, \mathbf{n}) = \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}). \quad (5)$$

Для нетривиального рассеяния М. р. определяется как интегральный оператор S с ядром

$$S(k; \mathbf{n}, \mathbf{n}) = \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}) + \frac{ik}{2\pi} f(k; \mathbf{n}, \mathbf{n}); \quad (6)$$

ф-ция f наз. *амплитудой рассеяния*. S действует в пространстве квадратично суммируемых на сфере ф-ций (*волновых пакетов*). Благодаря описанному выше асимптотич. поведению этот оператор унитарен. Существование решений S с нужным асимптотич. поведением следует из нестационарной теории рассеяния.

Для физ. приложений удобен др. базис в пространстве состояний — состояния s с опред. энергией и угл. моментом, $|k, l\rangle$ (где l — орбитальное квантовое число). Тогда S представляется для бесспиновых частиц диагональной матрицей

$$\langle l', k' | S | k, l \rangle = \delta(k - k') \delta_{ll'} e^{2i\delta_l}, \quad (7)$$

где $\delta_l(k)$ — фаза рассеяния ($\delta_{ll'}$ — символ Кронекера).

В более сложных случаях (частицы со спином, неупругое рассеяние, процессы рассеяния и поглощения частиц в релятивистской теории) элементы S -матрицы подучают новые квантовые числа, и она перестаёт быть диагональной. Однако во всех случаях эфф. сечения непосредственно выражаются через квадраты модулей её элементов.

Т. о., для решения задачи рассеяния достаточно знать только асимптотику волновой ф-ции (или S -матрицу), а не её поведение при всех конечных r . Это побудило В. Гейзенберга (W. Heisenberg), исходившего из общ. идеологии во исключении непопадаемых величин, выдвинуть в 1943 S -матрицу как осн. объект теории, позволяющую характеризующий взаимодействие частиц, к-рый должен строиться непосредственно, без обращения к *каждоточечному* и связанному с детальным пространственно-временным описанием ур-нию Шрёдингера.

В *Фока представлении* S -матрица, как и любой др. оператор, может быть записана в виде формального ряда по операторам рождения и уничтожения, коэффициенты ф-ции k -рого непосредственно связаны с амплитудами перехода между любыми состояниями независимых частиц. Эти коэффициенты ф-ции не могут быть совершенно произвольными. Определ. фундам. физ. требования, к-рым обязательно должна удовлетворять S -матрица, налагают на них ряд ограничений и взаимных связей. Из этих требований Гейзенбергом были явно сформулированы: 1) релятивистская ковариантность, т. е. вытекающее из *относительности теории* требование независимости теоретич. предсказаний от выбранной системы координат (S должна быть инвариантом); 2) унитарность:

$$SS^+ = S^+S = 1 \quad (8)$$

($+$ означает эрмитово сопряжение), необходимая, чтобы сохранялась норма вектора состояния (вероятность найти систему после рассеяния в k -л. состоянии должна равняться единице). В условии унитарности включают и требование существования полной системы состояний. Однако Гейзенберг не рассматривает требования причинности, к-рому, хотя бы в виде условия макропричинности, теория обязательно должна удовлетворять. Поэтому такая постановка задачи оказалась слишком общей и не принесла сразу конечных результатов.

В дальнейшем в работах Э. Штюкельберга (E. C. G. Stueckelberg) и Н. Н. Боголюбова требование причинности было учтено. Чтобы его сформулировать, необходимо к-л. локальные операторы. Н. Н. Боголюбов ввёл для этой цели вариационные производные S -матрицы по локальным (зависим от точки x пространственно-временн.) объектам (полям). В фокковском представлении S -матрицу можно представить в виде разложения по *нормальным произведениям* локальных квантовых полей $\phi(x)$ (см. *Квантовая теория поля*):

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int dx_1 \dots dx_n \Phi^n(x_1, \dots, x_n) : \phi(x_1) \dots \phi(x_n) : \quad (9)$$

Под знаком нормального произведения : ... : поля $\phi(x)$ удовлетворяют *Кейна — Гордона уравнению* или, как говорят, находятся на поверхности энергии. Чтобы воспользоваться обычным определением вариационной производной *функционала*, следует рассматривать это разложение при любых $\phi(x)$, т. е. расширив за поверхность энергии.

Т. о., чтобы наложить условие причинности и извлечь заложённую в нём физ. информацию, приходится сначала расширить введённое Гейзенбергом понятие $M. p.$ до более широкого объекта — S -матрицы вне поверхности энергии, сформулировать для него условие микропричинности и после этого использовать связь между матричными элементами, к-рые из него следуют. Подчёркнём, что в конце концов с наблюдаемыми величинами опять связывается только ограниченное $M. p.$ на энергетическую поверхность.

Довести этот путь прямого построения $M. p.$ до конечных ф-л, дающих полное описание рассеяния, удастся только, если прибегнуть к разложению в ряды теории возмущений. При этом оказывается, что требования релятивистской инвариантности, унитарности и причинности ограничивают теорию столь же сильно, как и принятие гамма-метода, и приводит по существу к тем же результатам, как и развитый С. Томонагой (S. Tomonaga) и Ю. Швингером (J. Schwinger) способ, обобщающий на релятивистских случаях упомянутый выше метод получения $M. p.$ через асимптотику решений ур-ний Шрёдингера. На обоих путях для $M. p.$ получается компактная символич. запись в виде т. н. хронологич. экспоненты (см. *Хронологическое произведение*):

$$S = T \left\{ \exp \left[i \int L_{int}(x) dx \right] \right\}, \quad (10)$$

где $L_{int}(x)$ — *лагранжиан взаимодействия* во *взаимодействии представления*. Фактически ата ф-ла — краткая запись ряда теории возмущений, последоват. члены к-рого изображаются *Фейнмана диаграммами*, вычисляемыми с помощью правил Фейнмана, с применением процедуры *перенормировок*.

Однако теории возмущений не всегда применимы. В таких случаях пользуются др. методами, в к-рых центр. роль играют рассмотрение $M. p.$ в целом и изучение общих свойств её матричных элементов, прямо описывающих амплитуды процессов рассеяния и рождения. Гейзенберговы локальные операторы могут быть тогда выражены через расширенную на поверхность энергии $M. p.$ и играют важную роль, поскольку через них вкладывается центральное в S -матричном подходе условие причинности Боголюбова. Это условие приводит к обращению в нуль матричных элементов $M. p.$ в определ. пространственно-временных областях. С др. стороны, условие унитарности в комбинации с положительностью масс всех состояний полной системы (условием спектральности) приводит к обращению в нуль фурье-образов тех же матричных элементов в определ. импульсных областях. Из этих двух свойств можно вывести, что для каждого заданного числа и сорта частиц амплитуды всех возможных реакций суть граничные значения одной *аналитической функции* многих комплексных переменных, фактически зависящей лишь от их лоренц-инвариантных комбинаций. Из этих свойств голоморфности можно вывести ряд непосредственно связывающих опытные факты физ. следствий. Так, в простых случаях двухчастичного рассеяния, напр. для рассеяния пионов на нуклонах, выписываются дисперсионные соотношения, выражающие вещественную часть амплитуды рассеяния через интеграл от её мнимой части (см. *Дисперсионный соотношений метод*). На этом пути приходят и к др. важным модельно независимым результатам, не опирающимся на конкретную форму взаимодействия, таким, как *перекрёстная симметрия, правила сумм, асимптотические теоремы*, результаты относительно асимптотич. автомодельно-

сти формфакторов. В то же время этот путь позволяет исследовать многие сложные явления типа *глубоко неупругих процессов* и даёт благодаря условиям унитарности и перекрёстной симметрии способы исследования связей между амплитудами и сечениями отд. процессов.

Т. о., исследование аналитич. свойств амплитуд, основанное на аксиоматическом S -матричном подходе с условиями причинности и предположениями о спектре масс (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*), позволяет получать, хотя и ограниченные, но важные точные результаты.

Лит.: Heisenberg W., Beobacht. Grössen in der Theorie der Elementarteilchen, «Z. Phys.», 1943, Bd 120, S. 513, 473; Нейстедер Развитие квантовой электродинамики, сб. ст., под ред. Д. Л. Иваненко, М., 1954; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984; Боголюбов Н. Н., Мезендер В. В., Далецкий М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958; Шерман Г. Ч. И. Я., Развитие последних сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов при больших энергиях, «ИЭФЭ», 1958, т. 34, с. 725; Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979, гл. 3; Барендрек и Я. В. Б., Динамические свойства элементарных частиц и теория матрицы рассеяния, «УФН», 1962, т. 76, с. 25; Новиков Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972; Лоргулов А. А., Мезендер В. В., Шерман Г. Ч. И. Я., Хрусталев В. А., Граничения на поперечные сечения упругих и неупругих процессов при высоких энергиях, «ФЧЯ», 1972, т. 3, с. 515; Боголюбов Н. Н., Владыкин И. В. С., Тавхелидзе А. Н., Об автоматической асимптотике в квантовой теории поля, «ИМФФ», 1972, т. 12, с. 305; Тодоров И. Т., Аксиоматический подход в квантовой теории поля, в кн.: Междугородная зимняя школа теоретической физики при ОИИ, Дубна, 1964; Мезендер В. В., Подлинный М. К., К аксиоматическому построению матрицы рассеяния, там же; Файнберг В. Я., Уравнения квантовой теории поля в аксиоматическом подходе, там же; Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д., Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц, М., 1965.

В. В. Мезендер, М. К. Подлинный.
МАТРИЧНЫЕ МЕТОДЫ в оптике — использование матриц для описания поведения параксимальных (с малыми углами наклонов) световых пучков в оптич. системах с круговой симметрией, включающих элементы из однородной либо «линозодобной» среды с плоскими или сферическими поверхностями. Преобразованные поперечных координат x, y и углов наклона α_x, α_y лучей при прохождении через любую систему описывается лучевой матрицей

$$M = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix},$$

элементы k -рой A, B, C, D однозначно связаны с такими характеристиками оптич. системы, как фокусное расстояние f и положение гл. плоскостей (в частности, $C = -1/f$).

Если координаты и углы наклона луча на входной плоскости оптич. системы придать индекс «1», а на выходной плоскости индекс «2», то преобразование луча запишется в виде

$$\begin{vmatrix} x_2 & y_2 \\ \alpha_{x2} & \alpha_{y2} \end{vmatrix} = M \begin{vmatrix} x_1 & y_1 \\ \alpha_{x1} & \alpha_{y1} \end{vmatrix} \quad (1)$$

или

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ \alpha_{x2} \end{vmatrix} = M \begin{vmatrix} x_1 \\ \alpha_{x1} \end{vmatrix}, \quad \begin{vmatrix} y_2 \\ \alpha_{y2} \end{vmatrix} = M \begin{vmatrix} y_1 \\ \alpha_{y1} \end{vmatrix}.$$

Входная и выходная плоскости всегда считаются расположенными в среде с показателем преломления $n = 1$ (при необходимости рассмотрены траектории лучей внутри среды с $n \neq 1$ — в местах ввода/вывода её разрезов). Из (1) видно, что проекция траектории луча на две взаимно перпендикулярные осевые плоскости могут рассматриваться независимо друг от друга в едиобразно.

Если имеется m оптич. систем, расположенных так, что выходная плоскость системы с матрицей M_1 совмещена со входной плоскостью системы, обладающей матрицей M_2 и т. д. вплоть до системы с матрицей M_m , то прохождению всех их совокупности соответствует матрица $M_m \times M_{m-1} \times \dots \times M_2 \times M_1$. Это позволяет рассчитывать матрицы сложных оптич. систем, исходя из анализа матриц входящих в них элементов.

Любая оптич. система указанного выше класса может быть разбита на простейшие элементы всего двух типов — тонкие линзы и участки однородной среды. Матрица тонкой линзы с фокусным расстоянием f имеет элементы $A = D = 1, B = 0, C = -1/f$; матрица участка длиной l однородной среды с показателем преломления n состоит из элементов $A = D = 1, C = 0, B = l/n$. Участок «линозодобной» среды, т. е. среды, показатель преломления k -рой меняется как $n = n_0 + n_2(x^2 + y^2)$, может быть представлен в виде набора изсекающих тонких слоев однородной среды, разделенных линзами. Матрица такого участка состоит из элементов $A = D = \text{ch}(l\sqrt{2n_2/n_0}), B = \text{sh}(l\sqrt{2n_2/n_0})/\sqrt{2n_2/n_0}, C = 2n_2/n_0$ (l — длина участка).

Поскольку определители матриц простейших элементов равны единице, то у лучевых матриц любых оптич. систем $AD - BC = 1$.

$$M^{-1} = \begin{vmatrix} D & -B \\ -C & A \end{vmatrix}.$$

Если считать, что при движении назад по тому же лучу все его координаты остаются прежними, данная матрица описывает прохождение света через ту же систему в обратном направлении. Чаще, однако, заменяют анаки углов наклона на противоположные, тогда матрица прохождения системы в обратном направлении приобретает вид

$$\begin{vmatrix} D & B \\ C & A \end{vmatrix}.$$

Эти же самые матрицы используются и в скалярном приближении теории дифракции для нахождения функции отклика системы (*Грина функции*). Поле при этом считается монохроматическим стационарным с комплексной амплитудой u , действует часть k -рой равна $\text{Re}\{i\exp(-i\omega t)\}$. Распределение амплитуды $u(x_1, y_1)$ на выходной плоскости системы при известном распределении $u(x_2, y_2)$ на входной и в отсутствие потерь света из-за наличия непреломляемых преломляющих поверхностей, диафрагм и т. п. находит по ф-ле

$$u(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda B} \iint u(x_1, y_1) \exp(ikL_{12}) dx_1 dy_1, \quad (2)$$

$$L_{12} = L_0 + \frac{1}{2B} [A(x_1^2 + y_1^2) + D(x_2^2 + y_2^2) - 2(x_1 x_2 + y_1 y_2)]. \quad (3)$$

Здесь λ — длина волны в вакууме ($n = 1$), $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, L_0 — измеренное вдоль оси оптич. расстояние между входной и выходной плоскостями системы, A, B, D — элементы её лучевой матрицы. Величина L_{12} представляет собой *эквивалент* — оптич. расстояние между точками (x_1, y_1) на входной плоскости и (x_2, y_2) на выходной, измеренное вдоль проходящего через эти точки луча, распространяющегося по законам геом. оптики.

Если входная и выходная плоскости оптич. системы сопряжены, то $B = 0$, тогда (2) заменяется соотношением

$$u(x_2, y_2) = D \exp\{ik[L_0 + CD(x_1^2 + y_1^2)/2]\} \cdot u(x_1, y_1) \begin{vmatrix} x_2 = Dx_1; \\ y_2 = Dy_1 \end{vmatrix}$$

в этом случае входное распределение поля воспроизводится на выходной плоскости с увеличением $1/D = A$, с изменением интенсивности и дополнит. фазовым множителем.

В качестве примера использования М. м. найдём распределение поля в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием f по распределению $u(x_1, y_1)$ непосредственно перед линзой. Оптич. система, состоя-

щия в данном случае из линзы и участка пространства длиной f , имеет матрицу

$$\begin{vmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} -1/f & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & f \\ -1/f & 1 \end{vmatrix};$$

тогда из (2) следует, что

$$u(x_2, y_2) = \frac{1}{\sqrt{\lambda f}} \exp \left\{ ik \left[L_0 + (x_2^2 + y_2^2)/2f \right] \right\} \times \\ \times \iint u(x_1, y_1) \exp \left[-ik(x_1 x_2 + y_1 y_2)/f \right] dx_1 dy_1.$$

Видно, что искомое распределение с точностью до вешенного из-под интеграла фазового множителя является *фурье-образом* исходного распределения.

М. м. особенно широко используются в теории *оптических резонаторов* для составления интегральных уравнений, к-рым удовлетворяют поля мод резонаторов, и для описания эволюции рождающихся во многих резонаторах пучков с «самовоспроизводящейся» (сохраняющей свою форму при распространении) структурой, простейшим из к-рых является гауссов. Распределение поля гауссова пучка ширины w с радиусом кривизны волнового фронта r пропорционально

$$\exp \left[-(x^2 + y^2)/w^2 \right] \exp \left[ik(x^2 + y^2)/2r \right] = \\ = \exp \left[ik(x^2 + y^2)/2\bar{\rho} \right],$$

где $\bar{\rho}$ — т. н. комплексный радиус кривизны, определяемый соотношением

$$\frac{ik}{2\bar{\rho}} = \frac{ik}{2\rho} - \frac{1}{w^2}.$$

Подстановка этого распределения в (2) показывает, что гауссов пучок с исходным $\bar{\rho}_1$ по прохождению любой оптич. системы остается гауссовым, имея на выходе системы

$$\bar{\rho}_2 = (A\bar{\rho}_1 + B)/(C\bar{\rho}_1 + D); \quad (4)$$

ф-ла (4) обычно наз. «законом ABCD».

Соотношения (2) — (4), описывающие прохождение пучка света через оптич. системы с учётом дифракции, остаются справедливыми и в тех случаях, когда оптич. система содержит гауссовы диафрагмы с амплитудным пропусканием, пропорциональным $\exp[-(x^2 + y^2)/w_0^2]$, либо участки «линзовидной» среды с комплексным n_2 (что соответствует наличию поглощения или усиления, квадратично зависящего от поперечных координат). Матрица системы при этом вычисляется по обычным правилам с подстановкой матриц гауссовых диафрагм вида

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 2ik^{-1}w_0^{-2} & 1 \end{vmatrix}$$

и матриц участков «линзовидной» среды с комплексным показателем преломления, для к-рых остаются справедливыми прежние ф-лы при условии подстановки в них комплексного n_2 . Поскольку эти матрицы комплексны, комплексной становится и матрица оптич. системы, включающей такие элементы, полностью теряя свой геом. смысл; чтобы это подчеркнуть, комплексные матрицы, в отличие от лучевых, нередко наз. в о. н. о. в. м. матрицами. Теряя экстремальные свойства, перестаёт быть оптич. расстоянием и величина, определяемая ф-лой (3); в подобных случаях её наз. комплексным эйконалом. Аналогичный матем. аппарат с матрицами 4×4 используется как в геом., так и в дифракц. приближениях для систем с астигматич. элементами.

М. м. применяются также для описания преобразования поляризации. характеристик света при его прохождении через системы, содержащие двулучепреломляю-

щую среду, поляризаторы и т. п. (см. *Джоанс матричный метод* и *Мюллера матрица*).

Лит.: Джеррард А., Бёрч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер. с англ., М., 1978; Ананьев В. Ю., А. А., Оптические резонаторы и лазерные пучки, М., 1990.

МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ в квантовой механике — элемент матрицы представлений *оператора*, взятый а определ. представлении (см. *Представлений теория*). Амплитуды квантовых переходов между начальными и конечными состояниями физ. системы определяются в общем случае матричными элементами S -матрицы (см. *Матрица рассеяния*). В теории возмущений амплитуды переходов выражаются через М. э. оператора энергии возмущения (см. *Возмущений теория*). Вероятности переходов пропорциональны квадратам соответствующих М. э.

МАТТИСЕНА ПРАВИЛО [установлено Л. Маттиессеном (L. Matthiessen) в 1864] — эмпирич. правило, к-рое состоит в том, что общее сопротивление кристаллич. металлич. образца $\rho(T)$ есть сумма сопротивления $\rho_{\Phi}(T)$, обусловленного рассеянием электронов проводимости на тепловых колебаниях решётки (фононах), и сопротивления ρ_0 , связанного с присутствием в металле примесных атомов и др. дефектов кристаллич. решётки: $\rho(T) = \rho_{\Phi}(T) + \rho_0$. Величина ρ_{Φ} обращается в 0 при $T = 0$ К, ρ_0 определяет т. н. остаточное сопротивление *металла* при $T = 0$ К. Сопротивление ρ_0 представляет собой столь чувств. характеристику совершенства образца, что чистоту металла определяют величиной $r = R_{\text{вк}}/R_{\text{Л.э.к}}$. Для чистых Sn и Al достигается $r > 10^5$, однако для нек-рых металлов $r < 10^3$. Согласно *Блоха — Гроновейза формуле*, рассеяние электронов на фононах приводит к зависимости $\rho_{\Phi}(T) \sim T$ при $T \gg \theta_D$ и $\rho_{\Phi}(T) \sim T^2$ при $T \ll \theta_D$, где θ_D — *Дебая температура*. Однако при низких темп-рах наблюдается более сложная зависимость. Напр., для Al $\rho \sim T^3$ при $T = 8 \div 20$ К, для K $\rho \sim e^{-20/T}$ при $T = 2 \div 6$ К, для Li $\rho \sim T^2$ при $T = 1 \div 40$ К, для Ag $\rho \sim T^4$ при $T = 2 \div 7$ К, для Cu и Au $\rho \sim T^4$ при $T = 3 \div 7$ К.

М. н. справедливо, если процессы решётчного и примесного рассеяния независимы и изотропны. В действительности необходимо учитывать корреляции между ними. Значит, отклонение от М. в. связано с зависимостью $\rho_{\Phi}(T)$ в области низких темп-р. Такие отклонения происходят по нек. причинам: 1) примесь вносит локальное искажение решётки, что приводит к неупругому рассеянию электронов на квазилокальных и локальных колебаниях решётки; 2) примесь часто влияет на упругие константы, соответственно меняется и колебат. спектр решётки; 3) примесь действует на зонную структуру, сдвигая уровень Ферми, изменяя *плотность состояний и эффективную массу* носителей заряда; 4) нек-рые дефекты, напр. *дислокации*, рассеивают анизотропно; 5) неупругость столкновений электронов особенно существенна в металлах с развалёнными магн. примесями, т. к. обуславливает *Лондо объект*. Это приводит к минимуму в зависимости $\rho(T)$ при низких темп-рах.

Лит.: Лифшиц И. М., Азбелев М. Я., Каганов М. И., Электронная теория металлов, М., 1971; Влатт Ф., Физика электронной проводимости в твердых телах, пер. с англ., М., 1971; Dingle J. S., The electrical properties of metal and alloys, L., 1977; Кучер М., Уилер Н., Electron-electron scattering in conducting materials, «Adv. Phys.», 1984, v. 33, p. 257; Уилер Н., The electrical resistivity of the simple metals, «Contemp. Phys.», 1984, v. 25, p. 211.

МАТЬЕ ФУНКЦИИ — специальные ф-ции типа удволяющих дифференц. ур-ний

$$d^2u/dz^2 + (a + b \cos 2z)u = 0 \quad (1)$$

(ур-ние Матье, частный случай *Хилла уравнения*), к-рое получается при разделении в эллиптич. координатах переменных в *Гельмгольца уравнении*, стационарном ур-нии Шрёдингера и в матом. моделях

разл. колебат. систем с симметрией эллипса. Введён Э. Матьё (E. Mathieu) в 1868.

Единого определения и единых обозначений для М. ф. не существует. Обычно под М. ф. (1-го рода) понимают периодические (с периодом 2π) решения ур-ния (1), удовлетворяющие граничным условиям

$$u(0) = u(\pi) = 0 \quad (2)$$

[нечётные М. ф., обозначаемые $se_n(x)$, где $n = 1, 2, \dots$ — число нулей на интервале $0 \leq x < \pi$] или

$$\left. \frac{du}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{du}{dx} \right|_{x=\pi} = 0 \quad (3)$$

[чётные М. ф., обозначаемые $ce_n(x)$, где $n = 0, 1, 2, \dots$ — число нулей на интервале $0 \leq x < \pi$]. При $b \rightarrow 0$ эти ф-ции сводятся к тригонометрическим.

М. ф. существуют лишь в том случае, когда точка (a, b) в пространстве параметров ур-ния (1) лежит на границе зоны устойчивости, внутри к-рой решения ур-ния (1) ограничены. Граничные условия (2) и (3) определяют М. ф. с точностью до множителя, к-рый можно задать, выбрав надлежащие условия нормировки, напр.

$$ce_n(0) > 0, \quad \int_0^\pi ce_n^2(x) dx = \pi,$$

$$\left. \frac{dce_n}{dx} \right|_{x=0} > 0, \quad \int_0^\pi se_n^2(x) dx = \pi.$$

Менее распространены М. ф. 2-го рода — непериодические решения ур-ния (1), обозначаемые $fe_n(x)$ и $ge_n(x)$.

М. ф. можно получить и как решения интегрального ур-ния; они удовлетворяют соотношениям ортогональности, вытекающим из ур-ния (1) и граничных условий (2) и (3):

$$\int_{-\pi}^{\pi} ce_m(x) ce_n(x) dx = 0, \quad m \neq n;$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} se_m(x) se_n(x) dx = 0, \quad m \neq n;$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} ce_m(x) se_n(x) dx = 0.$$

М. ф. допускают разложение в ряды Фурье

$$ce_m(x) = \sum_{r=0}^{\infty} A_{mr} \cos rz,$$

$$se_m(x) = \sum_{r=0}^{\infty} B_{mr} \sin rz$$

(суммирование по чётным r для чётных m и по нечётным r для нечётных m), а также в ряды по ф-циям Бесселя и произведениям ф-ций Бесселя.

Модифицированные М. ф. (1-го рода) определены как

$$Ce_n(x) = ce_n(ix), \quad Se_n(x) = -ise_n(ix),$$

они удовлетворяют ур-нию, к-рое получается из ур-ния (1) при замене $\cos 2z$ на $\cosh 2z$ (модифициров. Ур-ние Матьё).

Лит.: Уиттенбер Э. Т., Ватсон Д. Н. Курс современного анализа. Пер. с англ. т. 2. 2-я изд. М., 1963; Мак-Ланглан А. В. Теория и приложения функций Матьё, пер. с англ. М., 1953; Вейтмен Г. Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ. (т. 3). М., 1967.

Кл. А. Демков.
МАХА КОНУС — конус. поверхность, ограничивающая в сверхзвуковом потоке газа область, в к-рой

сосредоточены звуковые волны (возмущения), исходящие из точечного источника возмущений A (рис.). В однородном сверхзвуковом потоке газа угол α между образующими М. к. и его осью наз. углом Маха; он связан с Маха числом M соотношением $\sin \alpha = 1/M$. Поверхность М. к. является отбоящей системы звуковых волн, распространяющихся от источника возмущений.



МАХА ЧИСЛО — один из критериев подобия в механике жидкости и газа. Представляет собой отношение скорости течения v в данной точке газового потока к местной скорости распространения звука a в движущейся среде — $M = v/a$ (назв. по имени австр. учёного Э. Маха (E. Mach)).

М. ч. является мерой влияния сжимаемости среды, т. е. относит. изменения её плотности $\Delta \rho/\rho$ под действием всесторонних сил давления p . Из законов термодинамики следует, что $\Delta \rho/p$ пропорционально $\Delta p/p$, а из Бернулли уравнения — $\Delta p \sim v^2$, поэтому $\Delta \rho/\rho \sim \Delta p/p \sim v^2/p$. Т. к. скорость распространения звука $a \sim \sqrt{p/\rho}$, то $\Delta \rho/\rho \sim v^2/a^2 = M^2$, т. е. относит. изменение плотности в газовом потоке $\sim M^2$.

В несжимаемой жидкости $a \rightarrow \infty$ и $M \rightarrow 0$. С ростом М. ч. влияние сжимаемости усиливается. Напр., если считать газ несжимаемой жидкостью, то уже при скорости, соответствующей $M = 0,2$ ($v = 240$ км/ч при полёте в воздухе вблизи поверхности Земли), давление будет вычислено с ошибкой в 1%, плотность — с ошибкой в 2%; при $M = 1$ эти ошибки возрастут соответственно до 25% и 50%. Если движение газа неустановившееся, сжимаемость может оказывать заметное влияние при очень малых скоростях движения частиц газа (напр., при распространении звуковых волн).

Величина М. ч. принята за основу классификации течений газа: при $M \rightarrow 0$ газ можно считать несжимаемым, при $M < 1$ течения наз. дозвуковыми, при $M \approx 1$ — околозвуковыми, при $M > 1$ — сверхзвуковыми и при $M > 5$ — гиперзвуковыми.

Наряду с М. ч. используются и др. характеристики безразмерной скорости течения газа: коэф. скорости

$$\lambda = v/v_{кр} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}} M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-1/2}$$

и безразмерная скорость

$$\Lambda = v/v_{\max} = \sqrt{\frac{\gamma-1}{2}} M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-1/2},$$

где $v_{кр}$ — критическая скорость, v_{\max} — макс. скорость в газе, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение уд. теплоёмкостей газа при постоянных давлении и объёме соответственно.

М. ч. связано с др. подобия критериями — Эйлера числом E_u , Рейнольдса числом Re и Кнудсена числом Kn соотношениями $E_u = 2/\gamma M^2$, $Kn = M/Re$.

В акустике к пользуются М. ч. $M_a = v/a$, или $M^2 = \Delta p/\rho$ (где v — амплитуда колебательной скорости частиц в звуковой волне, Δp — избыточная плотность, обусловленная проходящей волной) для характеристики стенки возмущения среды, вызванного распространением в ней звуковой волны. Поскольку предметом изучения акустики являются процессы, в к-рых возмущения среды малы, соответственно малы и значения М. ч. ($M_a \ll 1$); это условие является количественным критерием применимости акустич. предположений. Напр., для звука в воздухе, интенсивность которого соответствует громкому разговору, $M_a \approx 10^{-4}$. С. П. Высокоский.

МАЯТНИК — твёрдое тело, совершающее под действием приложенных сил колебания около неподвижной точки или оси. В физике под М. обычно понимают

М., совершающий колебания под действием силы тяжести. Простейший М. состоит из небольшого массивного груза C , подвешенного на нити (или лёгком стержне) длиной l . Если считать нить нерастяжимой и пренебречь размерами груза по сравнению с длиной нити, а массой нити по сравнению с массой груза, то груз на нити можно рассматривать как материальную точку, находящуюся на неизменном расстоянии l от точки подвеса O . (рис. 1, а). Такой М. наз. круговым маятн. М. Если,

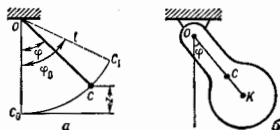


Рис. 1.

будет описывать горизонтальную окружность (к о н и ч е с к и й М., рис. 2, б). Из невзвешен М. осо-

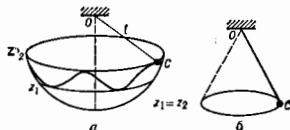


Рис. 2.

бий интерес представляет *циклоидальный маятник*, колебания к-рого изохронны при любой величине амплитуды.

Физический маятник. Физ. М. обычно наз. твёрдое тело, совершающее под действием силы тяжести колебания вокруг горизонтальной оси подвеса (рис. 1, б). Движение таково М. вполне аналогично движению кругового маятн. М. Период конечных или малых колебаний физ. М. определяется соответственно ф-лами (2) или (3), в к-рых l следует заменить величиной $l_0 = I/m a = a + r_c^2/a$, где m — масса М., a — расстояние от центра тяжести C до оси подвеса, I — момент инерции М. относительно оси подвеса, r_c — радиус инерции относительно оси, параллельной оси подвеса и проходящей через C . Период зависит от положения оси подвеса относительно центра тяжести и будет наименьшим при $a = r_c$. Величина l_0 , к-рая всегда больше a , вдоль приведённой дилкой физ. М. Если отложить вправо линии OC отрезок $OK = l_0$, то полученная точка K наз. центром качаний физ. М. (маятн. М. с мас-сой, сосредоточенной в точке K , будет колебаться с тем же периодом, что и данный физ. М.). Точка оси подвеса O и центр качаний K обладают свойством взаимности: если М. подвесит так, чтобы ось подвеса прошла через K , то точка O станет центром качаний и период колебаний М. не изменится. На этом свойстве основано устройство *оборотового М.*, применяемого для определения ускорения силы тяжести.

Свойствами М. широко пользуются в разл. приборах: часах, приборах для определения ускорения силы тяжести (маятниковый прибор), ускорений движущихся тел, колебаний земной коры (сейсмограф), в гироскопах, приборах, приборах для эквиприн. определения моментов инерции тел и др.

Лит. см. при ст. *Динамика*. С. М. Таря. **МДП-СТРУКТУРА** (металл — диэлектрик — полупроводник) — структура, образованная пластиной полупроводника П, слоем диэлектрика Д на одной из её поверхностей и металлик. электродом (автором М., рис. 1). При подаче на МДП-с. напряжения V в *полупроводнике* вблизи границы с диэлектриком возникает электр. поле. Оно перераспределяет заряды в полупроводнике, изменяя концентрацию носителей заряда вблизи поверхности, и, следовательно, изменяет электропроводность приповерхностного слоя полупроводниковой пластины (см. *Поля эффект*). Свойства МДП-с. впервые исследовали амер. физики У. Шокли (W. Shockley) и Дж. Л. Пирсон (G. L. Pearson).

Энергет. диаграмма МДП-структуры изображена на рис. 2 с полупроводником л-типа. При $V = 0$ зоны не изогнуты. Если $V \neq 0$, то возникает изгиб зон; здесь возможны три случая. Если $V < 0$, то изгиб зон «вверх» (рис. 3, а) приводит к увеличению числа дырок у поверхности полупроводника, т. к. их концентрация $\propto [-(\epsilon_F - \epsilon_v)/kT]$ (T — темп-ра). Вблизи поверхно-

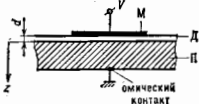


Рис. 1.

как это обычно имеет место, колеблющееся тело нельзя рассматривать как материальную точку, то М. наз. физическим.

Математический маятник (круговой). Если М., отклонённый от равновесного положения C_0 , отпустит без нач. скорости или сообщить точке C скорость, перпендикулярную OC и лежащую в плоскости нач. отклонения, то М. будет совершать колебания в одной вертик. плоскости (плоский маятн. М.). Если пренебречь трением в оси и сопротивлением воздуха (что в дальнейшем всегда предполагается), то для М. будет иметь место закон сохранения механич. энергии, к-рый даёт:

$$v^2/2g + z = h, \quad (1)$$

где $v = l dq/dt$ — скорость точки C , $z = l(1 - \cos\varphi)$ — её координата, отсчитываемая вертикально вверх от равновесного положения, φ — угол отклонения М. от вертикали, g — ускорение силы тяжести, h — постоянная, пропорциональная полной механич. энергии М. и определяемая нач. значениями v_0 и z_0 .

Когда сообщённая М. нач. энергия такова, что $h < 2l$ (для груза на стержне) или $h < l$ (для груза на нити), то М. будет совершать колебания с угл. амплитудой φ_0 , определяемой равенством $\cos\varphi_0 = 1 - h/l$. Эти колебания не являются гармоническими; их период T зависит от амплитуды φ_0 и определяется след. ф-лой, получаемой из ур-ния (1):

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \left[1 + \left(\frac{1}{4}\right)^2 \sin^2 \frac{\varphi_0}{2} + \left(\frac{1}{64}\right)^2 \sin^4 \frac{\varphi_0}{2} + \dots \right] \quad (2)$$

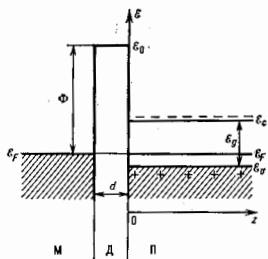
Когда указанные выше условия для h не выполняются, то М. не совершает колеб. движения. Напр., при $h > 2l$ груз на стержне будет описывать окружность. Когда сообщённая М. нач. энергия очень мала ($h \ll l$), М. совершает малые колебания, близкие к гармоническим; период малых колебаний можно приближённо считать равным:

$$T = 2\pi \sqrt{l/g}, \quad (3)$$

т. е. не зависящим от амплитуды (колебания изохронны). Ф-ла (3) по сравнению с (2) даёт погрешность до 0,05% при $\varphi_0 \approx 5^\circ$ и до 1% при $\varphi_0 \approx 23^\circ$. Эти результаты справедливы для *инерциальной системы отсчёта*. По отношению к Земле вследствие её суточного вращения плоскость качаний М. медленно изменяет своё направление (см. *Фуко маятник*).

Если отклонённому М. сообщить нач. скорость, не лежащую в плоскости нач. отклонения, то точка C будет описывать на сфере радиуса l кривые, заключённые между 2 параллелями $z = z_1$ и $z = z_2$, где значения z_1 и z_2 зависят от нач. условий (ϵ ф е р и ч е с к и й М., рис. 2, а). В частном случае, при $z_1 = z_2$, точка C

рис. 2. Энергетическая диаграмма МДП-структуры на основе полупроводника р-типа при отсутствии напряжения V на затворе. Заштрихованы состояния, занимаемые электронами при $T \rightarrow 0$ К; Φ — работа выхода металла; \mathcal{E}_0 — энергия электронов в вакууме; \mathcal{E}_c — потолок валентной зоны; \mathcal{E}_v — дно зоны проводимости; \mathcal{E}_f — уровень Ферми; \mathcal{E}_d — ширина запрещенной зоны полупроводника.



сти полупроводника формируется слой, обогащенный осв. носителями (см. *Контактные явления в полупроводниках*). При $V > 0$ зоны изгибаются «вниз» (рис. 3, б) и в приповерхностной области уменьшается число

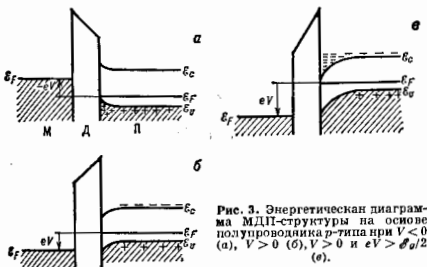


рис. 3. Энергетическая диаграмма МДП-структуры на основе полупроводника р-типа при $V < 0$ (а), $V > 0$ (б), $V > 0$ и $eV > \mathcal{E}_d/2$ (в).

осв. носителей (обедненный слой). При дальнейшем увеличении положения, напряжения зоны изгибаются столь сильно, что середина запрещенной зоны вблизи поверхности опускается ниже \mathcal{E}_f (рис. 3, в). С этого момента концентрация электронов превышает концентрацию дырок (*инверсионный слой*).

При сильной инверсии, когда дно зоны проводимости \mathcal{E}_c опускается ниже \mathcal{E}_f (рис. 4), концентрация электронов в инверсионном слое слабо зависит от темп-

нита до значения Ψ_0 на его поверхности ($z = 0$). При высоких темп-рах и слабой инверсии концентрация электронов n и дырок p в слое экспоненциально зависит от Ψ :

$$n = n_0 \exp(e\Psi/kT), \\ p = p_0 \exp(-e\Psi/kT), \quad (1)$$

где n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок в объеме полупроводника. При сильной инверсии и понижении темп-ры в инверсионном слое возникает ферминовое вырождение газа электронов (или дырок).

Ёмкость МДП-структуры. Из условия электро neutrality МДП-с. следует, что заряд на металлич. затворе Q равен сумме заряда в инверсионном слое Q_i и заряда коинвоцированных акцепторов и доноров в обедненном слое полупроводника

$$Q = Q_i + e(N_a - N_d)W. \quad (2)$$

Здесь W — толщина обедненного слоя, N_a и N_d — концентрации соответственно акцепторов и доноров в объеме полупроводника, e — элементарный заряд.

Полное напряжение V , приложенное к МДП-с., распределяется между слоем диэлектрика и слоем пространственного заряда в полупроводнике; МДП-с. можно рассматривать как последоват. соединение 2 конденсаторов. Ёмкость на единицу площади $C = dQ/dV$ определяется соотношением

$$C = \frac{C_{\text{диэл}} \cdot C_{\text{пл}}}{C_{\text{диэл}} + C_{\text{пл}}},$$

где $C_{\text{диэл}} = \epsilon/4\pi d$ — ёмкость диэлектрика, $C_{\text{пл}} = Q/d\Psi$ — дифференц. ёмкость полупроводника.

При $V < 0$ (режим обогащения) ёмкость $C_{\text{пл}} \gg C_{\text{диэл}}$ и полная ёмкость C близка к $C_{\text{диэл}}$ (рис. 5). При $V \approx 0$ (обеднение) область

обеднения служит добавочным слоем диэлектрика и ёмкость МДП-с. падает. В области инверсии ($V > 0$) дифференц. ёмкость образовавшегося инверсионного слоя намного превышает ёмкость диэлектрика и $C \sim C_{\text{диэл}}$. Это означает, что почти весь заряд, вводимый в МДП-с., при дальнейшем увеличении V (при сильной инверсии) сосредотачивается в инверсионном слое.

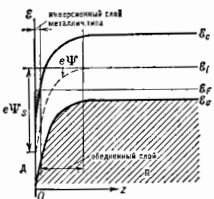
То же самое происходит и при низких темп-рах ($kT \ll \mathcal{E}_f - \mathcal{E}_v, \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_f$), когда проводимость в объеме полупроводника становится исчезающе малой («замораживается»); при изменении V заряд обедненного слоя не успевает измениться и равновесие между объемом полупроводника и инверсионным слоем практически не устанавливается. В этом случае для изменения заряда инверсионного слоя необходим омический контакт непосредственно с ним. В обоих случаях концентрация носителей заряда в инверсионном слое N_s линейно связана с V :

$$N_s = \frac{C_{\text{диэл}}}{e} (V - V_1), \quad (3)$$

где $V_1 = \text{const}$ — т. н. пороговое напряжение, зависящее от физ. свойств границы диэлектрик — полупроводник.

В реальной МДП-с. вблизи границы раздела существуют связанные электронные состояния, непрерывно распределенные по энергии в пределах запрещенной зоны (обусловленные дефектами кристаллич. решётки, примесями ионами и т. д., концентрирующимися вблизи границы раздела полупроводник — диэлектрик). Переарядка этих состояний при изменении V может происходить с разл. скоростью, потому что в случае пере-

рис. 4. Участок воиной диаграммы приповерхностной области МДП-структуры (рис. 3, в) в режиме сильной инверсии; \mathcal{E}_f — середина запрещенной зоны; Ψ — электростатический потенциал; заштрихованы состояния, занятые электронами при $T \rightarrow 0$ К.



T , а проводимость σ инверсионного слоя приобретает металлич. характер: $d\sigma/dT < 0$. Инверсионный слой отделен от объема полупроводника обедненным слоем, где имеется фиксиров. заряд, связанный с донорами в акцепторами, а концентрация электронов и дырок мала.

Слой пространственного заряда в МДП-структуре. Характеристич. изгиба зон служит электростатич. потенциал Ψ , x -ый изменяется от 0 в объеме полупровод-

меного Уг в. и. воль-фарадые характеристики реальных МДП-с. зависят от его частоты.

Кремниевая МОП-структура. Наиб. распространена кремниевая МДП-с., в к-рой слоем диэлектрика служит SiO_2 (МОП-структура, от металл — окисел — полупроводник). Её достоинства — малая концентрация связанных электронных состояний на границе $\text{Si} - \text{SiO}_2$ ($10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и высокая электрическая прочность SiO_2 , благодаря чему концентрация носителей может достигать 10^{13} см^{-2} . Кремниевая МОП-структура является основой МОП-транзисторов — приборов с зарядовой связью. Она является также объектом физ. исследований благодаря тому, что тонкий приповерхностный инверсионный слой представляет собой квантовую двумерную электронную систему с электрически управляемой энергией Ферми (или концентрацией носителей). На МДП-с. были обнаружены и изучаются такие явления, как *аномальная локализация, квантовый Холла эффект, отрицат. магнетосопротивление*, квантовые осцилляции хим. потенциала и др.

Помимо кремниевой МДП-с. используют и пьезоэлектрические МДП-с. на основе Ge, InSb, GaAs и др.

Лит.: 3 и 5. С. Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984; А в д т О. Фаулер А. С. Терм. Ф. Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1983.

МЕГА... (от греч. mégas — большой); М — приставка для образования наименования кратной единицы, в 10^6 раз большей исходной. Напр., 1 МВт (мегаватт) = $= 10^6$ Вт.

МЕДИАНА ВЫБОРОЧНАЯ (от лат. mediana — средний) — среднее значение упорядоченной выборки случайных величин $x_1 \leq x_2 \leq \dots \leq x_n$. М. в. равна среднему случайному числу $M = x_{(n+1)/2}$, если n нечётно, и ср. значению двух последов. средних чисел $M = (x_{n/2} + x_{(n/2+1)})/2$, если n чётно. М. в. является устойчивой оценкой центра распределения и часто более предпочтительна, чем ср. значение выборки, особенно при вычислениях вручную. М. в. часто используется в процедурах сглаживания эксперим. данных.

С. В. Ильченко.

МЕДЛЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ — нейтроны с кинетич. энергией менее 100 эВ (см. *Нейтронная физика*).

МЕДЬ (лат. Cuprum), Cu, — хим. элемент побочной подгруппы I группы периодич. системы элементов, ат. номер 29, ат. масса 63,546. Природная М. содержит два стабильных изотопа: ^{63}Cu (69,17%) и ^{65}Cu . Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $3d^9 4s^1$. Энергия последов. ионизаций соответственно равны 7,726; 20,291; 36,83 эВ. Металлич. радиус 0,128 нм, радиусы ионов Cu^+ и Cu^{2+} соответственно 0,098 и 0,080 нм. Значение электроотрицательности 1,75.

М. — мягкий ковкий металл красного цвета, имеет кубич. гранцентриров. структуру с параметром $a = 0,36148$ нм. Плотность 8,94 г/см 3 , $t_{\text{пл}} = 1084,5^\circ\text{C}$, $t_{\text{кип}} = 2540^\circ\text{C}$, теплота плавления 13,07 кДж/моль, теплота испарения 302 кДж/моль. Обладает высокой теплопроводностью, 401,2 Вт/(м·К) (при 300 К), и малым электрич. сопротивлением, $1,68 \cdot 10^{-2}$ мкОм·м (при 20 °С), уступаая по этим характеристикам только серебру. Температурный коэф. электрич. сопротивления $4,3 \cdot 10^{-3}$ град $^{-1}$, тернич. коэф. линейного расширения $1,7 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$. М. диамагнитна, Тв. по Бриггелло 450—4100 МПа, предел прочности при растяжении ок. 200 МПа, модуль нормальной упругости 118 ГПа (300 К), модуль сдвига 42,4 ГПа.

М. химически малоактивна, степени окисления +1 и +2 (наиб. характерна). В присутствии воды и углекислого газа на поверхности М. образуется зелёная плёнка основного карбоната. Соединения М. иодаты.

Использование М. связано прежде всего с её высокой тепло- и электропроводностью. М. нашла широкое применение в электротехнике, электронике, в разл. токопроводящих устройствах, теплообменниках и т. д. Входит в состав латуны и бронз. Широкое распростра-

нение получают сплавы, содержащие М.: мельхиор (20—30% Ni), нейзальбер (5—35% Ni, 13—45% Zn), константан (40% Ni, 1,5% Mn), конель (43% Ni, 0,5% Mn) и др. Пары М. используют в качестве рабочего вещества в газовых лазерах. Соединения М. Cu $_2$ Se и Cu $_2$ Te входят в состав светоизлучит. слоёв солнечных батарей. Из искусственно полученных радиоизотопов наиб. значение имеет ^{64}Cu (электронный захват и β^- -распад, $T_{1/2} = 12,704$ ч).

С. С. Верхожан.

МЕЖАТОМНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие атомов, находящихся в одинаковых или разл. различных энергетич. и зарядовых состояниях. М. в. характеризуется потенциальной апергией (потенциалом взаимодействия) V , зависящей от взаимного расположения взаимодействующих атомов, в особенности от расстояния r между их ядрами. При опред. равновесном расстоянии r_0 и не слишком больших кинетич. энергиях свободных атомов в результате М. в. может возникнуть более или менее стабильная хим. связь между атомами, прочность к-рой зависит от вида атомов; её мерой могут служить время жизни молекулы, а также энергия хим. связи.

Наиб. простой случай М. в. — упругое столкновение атомов идеальных газов, к-рое в данной статье рассматриваться не будет (см. *Статистическая физика*). В др. случаях М. в. неоднородно ввиду многообразия условий, в к-рых могут оказаться атомы. Их внутр. энергия может изменяться на десятки эВ только за счёт внеш. воздействий, к-рые способны возмущать и сохранять на какое-то время внеш. электронные оболочки атомов; неск. порядков величины занимают диапазоны газокINETических и поперечных сечений других, более сложных процессов, различия симметрии их пространств. ориентации электронных плотностей их оболочек. Все эти характеристики атомов непосредственно определяют М. в.

М. в. связано в осн. с эл.-статич. и эл.-магн. силами, действующими между атомами. Количественная квантовая теория М. в. потребовала, кроме того, учёта принципа Паули. Т. о., М. в. определяется взаимным расположением и перемещением взаимодействующих атомов и их фрагментов (электронной или распределённых в пространстве электронных оболочек и самих ядер).

Различают химические (или валентные) и физические (невалентные) М. в. К первым относят ковалентные (или гомополярные, обменные или донорно-акцепторные), ионные (или гетерополярные) и металлические М. в. Ко вторым — ван-дер-ваальсовы М. в., включающие эл.-статич. взаимодействия мультиполей, поляризованные (индукционные и дисперсионные), репелитивные магн. и западающие эл.-магн. М. в. По энергетич. и пространств. характеристикам, промежуточные между валентным и невалентным М. в., являются М. в., наз. водородной связью. Хим. связи более тем на порядок сильнее физических (соответственно единицы — десятки эВ и десятки доли — единицы эВ). М. в. возбуждённых атомов может приводить к образованию короткоживущих возбуждённых молекул (акимерных молекул). Это пример сильной (~5 эВ), но не прочной, вернее не долгой, связи. Такого типа М. в. иногда носит резонансный характер.

Обычно конкретное М. в. включает в себя в разной степени разл. типы М. в., причём относит. вклад каждого М. в. не всегда удаётся установить; это может быть связано с близкими для них зависимостями V от r , напр. для неск. видов М. в. на больших расстояниях $V \sim r^{-6}$. Нек-рые из физ. М. в. более характерны для *межмолекулярных взаимодействий*.

Химические М. в. Ковалентные М. в. имеет направленный, локализованный и насыщенный характер. При образовании хим. ковалентной связи происходит обобществление и копцентрирование пар электронов на *молекулярной орбитали*, к-рая имеет про-

странств. фиксацию относительно связывающихся атомов. В образованной общей орбитали обобществленные электроны могли первоначально принадлежать обоим атомам (образование H_2 , N_2 , O_2 и др.) либо, при возникновении донорно-акцепторной связи, только одному из атомов — донору, свободная же орбиталь принадлежит второму атому — акцептору. В качестве доноров или акцепторов могут служить целые группы атомов. Молекулы с ковалентной связью обычно полярные, т. е. имеют пост. электрич. дипольный момент.

В результате обработки разл. рода экспериментов и прямых квантомеханич. расчётов оказалось, что noticeable ковалентных М. в. можно представлять в виде

$$V(r) = \frac{V_0}{m - ar} \left[\frac{\alpha r_0^{m+1}}{r^{m+1}} + m\alpha(r-r_0) \right], \quad (1)$$

где подгоночные параметры $\alpha \sim 0,3 \text{ \AA}$, $m = 4$; координаты минимума потенциала V_0 и r_0 определяются конкретными взаимодействующими атомами. Первое слагаемое в (1) связано с притяжением, второе — с отталкиванием [В. Гайтлер (W. Heitler) и Ф. Лондон (F. London), 1927].

Иногда М. в. вызвано смещением валентных электронов одного атома (аниона) к другому (катиону), между к-рыми возникает эл.-статич. притяжение. Примеры ионных связей — М. в. в галогенидах щелочных металлов. Эти связи нелокализованные и ненаасыщаемые. Потенциал ионного М. в. определяется ф-лой

$$V(r) = V_0 \frac{nm}{n-m} \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^n - \frac{1}{m} \left(\frac{r_0}{r} \right)^m \right], \quad (2)$$

где $n = 6-9$, $m = 1$; остальные подгоночные параметры зависят от взаимодействующих атомов. Т. к. чисто ионной или ковалентной М. в. не существует, для оценки ионной составляющей в ионно-ковалентной связи вводит параметр электроотрицательность атомов элементов, к-рый определяется полусуммой потенциала ионизации и средства к электрону. Разность электроотрицательностей взаимодействующих атомов примерно равна доле ионной составляющей в М. в.

Металлическое М. в. отличается нелокализированностью, ненаасыщаемостью и ненаравленностью связей и определяется взаимодействием обобществлённого электронного газа с ионным остовом кристаллич. структуры. Наиб. выражены М. в. этого типа в кристаллах металлов и сплавов. Потенциал металлич. М. в. определяется выражением

$$V(r) = -\frac{a}{r} + \frac{b_1}{r^2} + \frac{b_2}{r^3} + b_3, \quad (3)$$

где a , b_1 , b_2 , b_3 — подгоночные параметры, характеризующие конкретное М. в.

Физические (ван-дер-ваальсовы) М. в. целиком описывают взаимодействие атомов благородных газов, неж-рых органич. соединений и, кроме того, вносят вклад во взаимодействия др. типов. Электрич. взаимодействие мультиполей приводит к т. н. ориент. а д-д по м-му взаимодействию, описываемому ф-лой

$$V(r) = -\frac{2}{3kT} \frac{d_1^2 d_2^2}{r^6}, \quad (4)$$

где d_1 , d_2 — дипольные моменты взаимодействующих частей. М. в. не ограничивается взаимодействием лишь диполей.

Однако М. в. с участием квадруполь и мультиполей более высокого порядка малы и обычно ими можно пренебречь (они характерны для межмолекулярного взаимодействия). Примеры взаимодействия мультиполей — М. в. с участием возбуждённых атомов и молекул.

Поляризаационное М. в. возникает при поляризац. смещении электронных оболочек взаимодействующих атомов; также М. в. можно рассматривать

как ослабленную форму чисто ионной связи. Поляризац. М. в. подразделяется на индукционные и дисперсионные. Индукц. энергия взаимодействия атомов в осн. состоянии всегда отталкивательно, а в возбуждённых электронных состояниях возможны и притяжение, и отталкивание; она определяется ф-лой Дебая — Фальскагена

$$V(r) = -\frac{(\alpha_1 + \alpha_2)d_1 d_2}{r^3}, \quad (5)$$

Дисперсионная энергия возникает благодаря чисто квантомеханич. флуктуациям электронной плотности, не имеющим классич. аналога [Уонг (Wong), 1927]. Ф. Лондон (1930) дал общую теорию дисперсионных сил, объяснившую притяжение между атомами благородных газов и отталкивание на коротких расстояниях. Ф-ла для дисперсионной М. в. получается из решения Ур-ния Шрёдингера методом теории возмущений:

$$V(r) = -\frac{3h}{2} \frac{v_1 v_2}{v_1 + v_2} \frac{\alpha_1 \alpha_2}{r^6}, \quad (6)$$

где v_1 , v_2 — характеристич. частоты возбуждения взаимодействующих атомов. Для сферически-симметричных систем поляризац. энергия определяется статич. поляризуемостями атомов, а дисперсионная — динамич. поляризуемостями или силами осцилляторов квантовых переходов.

Релятивистские магнитные и западаывающие электромгнитные М. в. необходимо учитывать на больших расстояниях между атомами. Вклады этого типа М. в. увеличиваются с ростом массы атомов и при их возбуждении (т. е. при увеличении их размеров и внутр. энергии). Прямой расчёт показывает, что М. в. магн. типа становятся заметными на расстояниях $\sim (10-100)r_B$ (r_B — радиус Бора) даже для атомов гелия. Механизм проявления эл.-магн. западаывания объясняется рассогласованием взаимной ориентации диполей за время распространения взаимодействия.

Учёт спиновых взаимодействий, вызывающих сверхтонкое расщепление спектральных линий, также оказывается необходимым на больших расстояниях (для атомов водорода при $r > 10r_B$).

Водородная связь может быть как внутримолекулярной, так и межмолекулярной. Диапазон энергии Н-связей перекрывает весь энергетич. диапазон М. в. и делится на области сильных, средних и слабых Н-связей. Они играют важную роль в биол. соединениях и мн. биохим. процессах. Особенность Н-связи обусловлена тем, что благодаря малому радиусу (на порядок величин меньший, чем радиус др. ионов) нон Н⁺ способен поаодать в небольшие области между атомами. Напр., связь между молекулами воды определяется через протоны, к-рые одновременно связаны с «собственным» кислородом ковалентной внутримолекулярной связью и с кислородом др. молекулы ионной межмолекулярной связью (рис. 1).

В табл. 1 приведены энергии связи и равновесные расстояния между атомами А и В, Н и А при разл. типах М. в. Экзимерные М. в. Атомы инертных газов (и неж-рых др. элементов, напр. Hg) в возбуждённом состоянии проявляют свойства, сходные со свойствами атомов щелочных металлов. В частности, они образуют экзимерные молекулы с временем жизни от $4 \cdot 10^{-10}$ с (для ArF) до $4 \cdot 10^{-6}$ с (для ArI). Экзимерные образова-

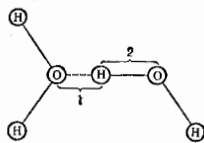


Рис. 1. Схема водородной связи в димере воды: 1 — ионная водородная межмолекулярная связь; 2 — ковалентная связь H — O.

Табл. 1.

| Тип межатомного взаимодействия | Энергия взаимодействия, ккал/моль | Равновесное межатомное расстояние, Å | |
|-----------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------|---------|
| | | АВ | НА |
| Вал-дер-ваальсовое взаимодействие | 0,01—0,1 | 3—4 | — |
| Н-связь: | | | |
| слабая | 0,1—1,0 | 3,0—3,5 | 2,0—2,5 |
| средняя | 5,0—15,0 | 2,7—3,0 | 1,7—2,0 |
| сильная | 20—60 | 2,2—2,5 | 1,4—1,2 |
| Химическая связь | 40—200 | 1,0—2,0 | — |

ния, включающие атомы галогенов, имеют энергии связи, близкие к соответствующим молекулам. В табл. 2 приведены равновесные расстояния r_0 между атомами и энергии диссоциации D пек-рых экзимерных молекул и соответствующих им молекул галогенидов щелочных металлов.

Табл. 2.

| Молекулы | r_0 , Å | D , эВ |
|---------------------------------|-----------|----------|
| K ⁺ F ⁻ | 2,27 | 5,54 |
| RbF | 2,27 | 5,80 |
| Xe ⁺ F ⁻ | 2,49 | 5,30 |
| CaF | 2,35 | 5,66 |
| Xe ⁺ Cl ⁻ | 2,94 | 4,53 |
| CaCl | 2,91 | 4,87 |
| Xe ⁺ Br ⁻ | 2,96 | 4,30 |
| CaBr | 3,07 | 4,71 |
| Xe ⁺ I ⁻ | 3,31 | 4,08 |
| CaI | 3,35 | 4,39 |

Табл. 3.

| Система | V_0 , мэВ | r_0 , Å |
|---------|-------------|-----------|
| H—He | 0,46 | 3,6 |
| H—Ne | 2,82 | 3,18 |
| H—Ar | 4,80 | 3,56 |
| H—Kr | 6,98 | 3,70 |
| H—Xe | 6,51 | 3,95 |
| He—He | 0,93 | 2,965 |
| Ne—Ne | 3,62 | 3,102 |
| Ar—Ar | 12,16 | 3,76 |
| Kr—Kr | 17,00 | 4,03 |
| Xe—Xe | 24,20 | 4,36 |

В экзимерной молекуле Ag_2F атомы связаны одновременно по ионному (фтор и возбужденный аргон) и по ковалентному (атомы фтора) типам хим. связи.

К экзимерным М. в. следует отнести и резонансные М. в. между одинаковыми атомами, один из к-рых возбужден и поэтому имеет деформированную электронную оболочку. Резонансные М. в. обусловлены особенностями деформаций плотностей электронных оболочек взаимодействующих атомов. Большое число существующих разл. представлений потенциалов М. в. (только для упругих М. в. их имеется неск. десятков) лишь частично удовлетворяет практике, т. к. ни одна из предложенных ф-л не универсальна. Различные $V(R)$ имеют зону применимости либо по типам атомов, либо по расстояниям между ними, либо они привязаны к определ. типу первичной экзимер. информации. Значения параметров V вычисляются методом подгонки, обеспечивающей наилучшее согласие с выбранной матем. моделью явления.

Одной из наиб. универсальных оказалась ф-ла коэффициров. потенциала Данама:

$$V(R) = V_0 \left\{ \left[b_0 \left(1 - \frac{r_0}{r} \right)^2 \right] \left[1 + \sum_{n=1}^N b_n \left(1 - \frac{r_0}{r} \right)^n \right] \right\},$$

где V_0 — глубина потенциальной ямы; r_0 — равновесное расстояние r , соответствующее минимуму V ; b_0, b_n — подгоночные параметры. Имеется относительно большого устойчивости числовых значений V_0 и r_0 при переходе к разл. представлениям V . Затруднительность аналитич. аппроксимации V все чаще вынуждает ограничиваться численным табличным или графич. представлением $V = V(r)$, где r_1 — межатомное расстояние и др. координаты взаимного расположения

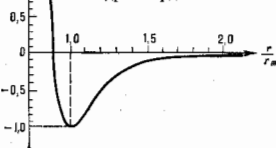


Рис. 2. Безразмерный потенциал взаимодействия симметричных пар атомов благородных газов. Отклонения от закона соответствующих состояний для различных атомов уславляются в различную ширину линии графика.

взаимодействующих атомов. На рис. 2 представлен безразмерный потенциал М. в. одинаковых атомов благородных газов. В таких координатах прекрасно соблюдается закон соответственных состояний. В табл. 3 приведены значения V_0 и r_0 также и для разл. пар атомов.

В реальных атомо-молекулярных образованиях принцип парной аддитивности, при к-рой потенциал М. в. равен сумме парных потенциалов всех участников М. в., строго не выполняется, т. к. заряды нельзя считать точечными, их плотность имеет непрерывное пространственно-временное распределение, возмущающее внеш. и собств. полями. Этот принцип приближительно выполняется лишь для модифициров. парных потенциалов. В этом случае берутся парные потенциалы не изолированных пар взаимодействующих объектов, а их потенциалы в условиях, максимально приближенных к исследуемому. Приближение парного аддитивного потенциала часто используют для оценочных расчетов. Так, на основе аналитич. выражения для потенциала М. в. получены [Дж. К. Максвелл (J. C. Maxwell), Л. Больцман (L. Boltzmann)] явные выражения для коэф. диффузии, теплопроводности, вязкости (см. в ст. Газ), а позднее — коэф. виральных разложений.

Квантовохимич. расчеты реальных (наиб. простых) систем осуществлены с помощью адиабатич. приближения, учитывающего перемещение ядер (более медленное, чем движение электронов). Однако для М. в. атомов, быстро движущихся относительно друг друга, это приближение неприменимо. Адиабатич. приближению справедливо, когда время взаимодействия a/v (a — размер системы, v — скорость относит. перемещения атомов) много больше времени перехода между термич. взаимодействующей системы (параметр Мессе). На больших расстояниях при малых v для расчета М. в. возбужденных, неполизованных и др. систем иногда используют асимптотич. подход к решению уравнения Шрёдингера.

Долгое время полагали, что потенциал М. в. зависит лишь от расстояния между взаимодействующими частицами, т. е. размерами самих частиц и их взаимной ориентацией пренебрегали, атомы считали сферически-симметричными. В настоящее время вводится в рассмотрение анизотропные потенциалы М. в., к-рые более актуальны для межмолекулярного взаимодействия, но играют также важную роль для М. в. полиатомов. На рис. 3 приведены зависимости от температуры второго вирального коэф., контролирующего характер М. в. для поляризованного и неполяризованного ^3He .

Одно из проявлений анизотропии М. в. — образование молекул и кристаллов. При

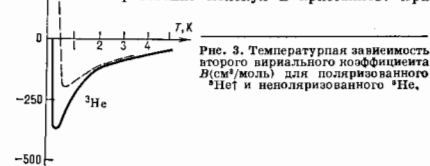


Рис. 3. Температурная зависимость второго вирального коэффициента ($V_2/\text{моль}$) для поляризованного ^3He и неполяризованного ^3He .

их вхождении в более сложные системы симметрия отдельных структурных единиц может сохраниться или измениться в зависимости от симметрии их положения в образованных ими молекулах и кристаллах. Эти вопросы разрешаются в соответствии с принципом Кюри и принципом минимума энергии нового образования. Потенциал V в простейших системах (атомы и ионы водорода и гелия) может быть определен из решения уравнения Шрёдингера. В подавляющем большинстве случаев V находится пу-

тём решения т. н. обратных задач по экспериментально найденным величинам, непосредственно зависящим от V . Наиб. точные значения потенциалов получают с помощью эксперим. данных по рассеянию молекулярных и атомных лучей; значение V находят также с помощью эмпирических полученных виртуальных коэффициентов, из спектроскопич. данных, из нек-рых модельных расчётов.

Лит.: Голдберг Г. М., *Interatomic potentials*, N.Y.—L., 1972; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979; Делонас В. В., Межмолекулярные взаимодействия и столкновения атомов и молекул, в кн.: Итоги науки и техники. Серия Физика атома и молекулы. Оптика. Магнитный резонанс, т. 1, М., 1980; Фанг Ю. У., Фанг Ю. Л., Физика атомов и молекул, пер. с англ., М., 1980; Галдички В. М., Никитян Е. Е., Смирнов В. М., Теория столкновения атомных частиц, М., 1981; Смирнов В. М., Возбужденные атомы, М., 1982; Делонас Ф. и др., Оптическая поляризация лазерного излучения, 1985, т. 147, в. 3, с. 433; Попов В. К., Мощные эмиттеры лазеры и новые источники когерентного излучения в вакуумном ультрафиолете, там же, с. 587; Елещин И. А. В., Смирнов В. М., Физические процессы в газовых лазерах, М., 1985.

Ю. Н. Любимов.

МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИЙ ГАЗ — газовая компонента заполняющая Вселенную вещества, не входящая в галактики. М. г. наблюдаются в окрестностях (коронах) галактик, скоплениях, сверхскоплениях, цепочках галактик и в больших областях, не содержащих галактик, расположенных между элементами крупномасштабной структуры Вселенной — сверхскоплениями и цепочками галактик.

В коронах галактик (на расстояниях до 100 кпк от галактик) горячий газ с темп-рой $T \approx (5-10) \cdot 10^8$ К и концентрацией частиц $n \sim 10^{-2}-10^{-3} \text{ см}^{-3}$ наблюдается по линиям поглощения тяжёлых элементов в оптич. спектрах источников, «протесвечивающих» корону. В нек-рых случаях — по его тепловому радио- и рентг. излучению. Облака нейтрального водорода (HI) в окрестностях галактик обнаружены по радиолинии водорода 21 см (как в излучении, так и в поглощении). Отдельные облака HI регистрируются по поглощению в линии 21 см в спектрах квазаров вплоть до красных смещений $z \approx 2$. В скоплениях галактик горячий газ с темп-рой ок. 10^7 К и $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ обнаружен по тепловому излучению в рентг. диапазоне. Газ, входящий в сверхскопления и цепочки галактик, нагрет до $T \sim 10^8$ К и наблюдается только по линиям поглощения в спектрах квазаров и других удалённых точечных источников.

В спектрах далёких квазаров наблюдается следы линии поглощения, интерпретируемой как поглощение в водородной линии L_{α} (смещённой из-за эффекта Доплера) маломассивными газовыми облаками, состоящими из ионизованного водорода с примесью нейтрального. В ряде случаев эта интерпретация подтверждается изучением отдельных участков абсорбционных спектров с разрешением по скоростям до 15–20 км/с. Однофазная компонента нейтрального водорода не наблюдается при $z < 4$, и её концентрация не превосходит значения $10^{-11} (1+z) \text{ см}^{-3}$. Появились указания на заметный рост концентрации этой компоненты при $z > 4$.

М. г. сильно ионизован. Облака нейтрального водорода наблюдаются только в окрестностях галактик. В коронах и скоплениях галактик ионизация связана с высокой темп-рой газа. Газ, расположенный вдали от галактик, вероятно, был ионизован излучением квазаров и молодых галактик в период их образования. При низкой плотности этот газ не успев рекомбинировать и сохранил высокую степень ионизации. В скоплениях и коронах галактик М. г. содержит тяжёлые элементы (вплоть до железа) с относительной концентрацией, прибл. в 10 раз меньшей, чем на Солнце. Это связано с частичным перемешиванием М. г. с внутригалактич. газом. Состав газа вдали от галактик неизвестен.

Согласно оценкам, на долю обычного вещества (барионная компонента) приходится 10–15% массы Вселенной, причём в галактики входит лишь 20–30% барион-

ной компоненты. Остальные 80–70% составляет М. г. Плотность сжимающегося вещества (галактики) определяется по измерениям ср. светимости единицы объёма с учётом ср. наблюдаемой массы — светимость зависимости для галактик. Ср. плотность барионной компоненты оценивается в рамках теории первичного (космологич.) нуклеосинтеза по наблюдаемому обилию ^4He , ^2H , и ^7Li (см. *Космология*). Однако эти оценки зависят от принятых моделей и их точность невысока.

Лит.: Cooling Flows in clusters and Galaxies, ed. by A. S. Fabian Dordrecht — [a. o.], 1988.

А. Г. Дорощик.

МЕЖДОЛИННЫЕ ПЕРЕХОДЫ — см. в ст. *Многодолинные полупроводники*.

МЕЖДУНАРОДНАЯ ПРАКТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛА (МПТШ-68) — установлена в 1968

Международным комитетом по мерам и весам, основана на 11 реперных точках (табл.). В МПТШ-68 различают

| Состояние равновесия | Присвоенное значение | |
|--|--|--|
| | международные практические температуры | |
| | $T_{\text{сп}}, \text{K}^*$ | $t_{\text{сп}}, \text{}^\circ\text{C}$ |
| Тройная точка водорода | 13,81 | −259,34 |
| Равновесие между жидкой и газообразной фазами водорода при давлении 3333,0 Па (25/76 нормальная атмосфера) | 17,042 | −258,108 |
| Точка кипения азота | 20,28 | −249,87 |
| Точка кипения неона | 27,102 | −248,048 |
| Тройная точка кислорода | 54,361 | −218,789 |
| Точка кипения кислорода | 90,188 | −182,962 |
| Тройная точка воды | 273,16 | 0,01 |
| Точка кипения воды | 373,15 | 99,99 |
| Точка затвердевания цинка | 692,73 | 419,58 |
| Точка затвердевания серебра | 1235,08 | 961,93 |
| Точка затвердевания золота | 1337,58 | 1064,43 |

* За исключением тройных точек и одной точки равновесного водорода (17,042 К) присвоенные значения темп-ры действительны для состояний равновесия при давлении 101325 Па (1 нормальная атмосфера).

международную практич. темп-ру Кельвина ($T_{\text{сп}}$) и международную практич. темп-ру Цельсия ($t_{\text{сп}}$):
 $t_{\text{сп}} = T_{\text{сп}} - 273,15 \text{ K}$.

Промежуточные точки МПТШ-68 воспроизводятся по интерполяц. ф-лам. В диапазоне между 43,81 К и 630,74 °C (точка затвердевания сурьмы) в качестве эталонного прибора применяют платиновый термометр сопротивления (при $T < 100$ К используют также германийный термометр), в диапазоне 630,74 °C — 4064,43 °C — термометру с электродами платинородий (10% Rh) — платина выше 1337,58 К (1064,43 °C) — спектральный пирометр с реперной точкой 1064,43 °C. В области высоких темп-р МПТШ-68 доведена до 13,81 К; темп-ры в интервале 0,3–5,2 К определяют по упругости паров жидкого ^4He (шкала 1958) и жидкого ^3He (шкала 1962), ещё более низкие — термометрами сопротивления (угольными, из сверхпроводящих сплавов и др.) и магн. методами (см. *Низкие температуры*).

Темп-ра, определённая по МПТШ-68, в пределах погрешностей измерений совпадает с темп-рой по термодинамич. температурной шкале, принятой в физике за основную.

Лит.: Международная практическая температурная шкала. МПТШ-68, М., 1971.

МЕЖДУНАРОДНАЯ СИСТЕМА ЕДИНИЦ (франц. — *Système International d'Unités*, сокращенное SI, в рус. транскрипции — СИ) — система единиц физ. величин, принятая 11-й Генеральной конференцией по мерам и весам (1960). М. с. е. разработана с целью замены сложной совокупности систем единиц и отд. внесистемных единиц, сложившейся на основе метрич. системы мер, и упрощения пользования единицами. В СССР введена с 1982 (ГОСТ 8.417–81). Достоинствами СИ являются её универсальность (охватывает все отрасли науки и техники) и согласованность производных единиц,

к-рые образуются по у-р-ниям, не содержащим коэф. пропорциональности. Благодаря атому при расчётах, если выразить значения всех величин в единицах СИ, а ф-лы не требуется вводить коэф., зависящие от выбора единиц.

(В табл. приведены наименования и обозначения (международные и русские) осн., дополнит. и нек-рых производных единиц М. с. е.

Единицы СИ

| Величина | Наименование единицы | Обозначения | |
|---|------------------------------|--------------------|--------------------|
| | | международное | русское |
| Основные единицы | | | |
| Длина | метр | m | м |
| Масса | килограмм | kg | кг |
| Время | секунда | s | с |
| Сила электр. тока | ампер | A | А |
| Термодинамич. температура | кельвин | K | К |
| Сила света | кандела | cd | кд |
| Кол-во вещества | моль | mol | моль |
| Дополнительные единицы | | | |
| Плоский угол | радиан | rad | рад |
| Телесный угол | стерадиан | sr | ср |
| Производные единицы | | | |
| Площадь | квадратный метр | m ² | м ² |
| Объём, вместимость | кубич. метр | m ³ | м ³ |
| Частота | герц | Hz | Гц |
| Скорость | метр на секунду | m/s | м/с |
| Ускорение | метр на секунду в квадрате | m/s ² | м/с ² |
| Угловая скорость | радиан в секунду | rad/s | рад/с |
| Угловое ускорение | радиан на секунду в квадрате | rad/s ² | рад/с ² |
| Плотность | килограмм на кубич. метр | kg/m ³ | кг/м ³ |
| Сила | ньютон | N | Н |
| Давление, механич. напряжение | паскаль | Pa | Па |
| Кинематич. вязкость | квадратный метр на секунду | m ² /s | м ² /с |
| Динамич. вязкость | паскаль-секунда | Pa·s | Па·с |
| Работа, энергия, кол-во теплоты | джоуль | J | Дж |
| Мощность | ватт | W | Вт |
| Кол-во электрич. заряда | кулон | C | Кл |
| Электрич. напряжённость, электродвижущая сила | вольт | V | В |
| Напряжённость электр. поля | вольт на метр | V/m | В/м |
| Электрич. сопротивление | ом | Ω | Ом |
| Электрич. проводимость | сименс | S | См |
| Электрич. ёмкость | фарад | F | Ф |
| Магн. поток | вебер | Wb | Вб |
| Индуктивность | генри | H | Гн |
| Магн. индукция | тесла | T | Тл |
| Напряжённость магн. поля | ампер на метр | A/m | А/м |
| Магнитодвижущая сила | ампер | A | А |
| Энтропия | джоуль на кельвин | J/K | Дж/К |
| Теплоёмкость удельная | джоуль на килограмм-кельвин | J/(kg·K) | Дж/(кг·К) |
| Теплопроводность | ватт на метр-кельвин | W/(m·K) | Вт/(м·К) |
| Интенсивность излучения | ватт на стерadian | W/sr | Вт/ср |
| Волновое число | единица на метр | m ⁻¹ | м ⁻¹ |
| Световой поток | люмен | lm | лм |
| Яркость | кандела на квадратный метр | cd/m ² | кд/м ² |
| Освещённость | люкс | lx | лк |

Первые три осн. единицы (метр, килограмм, секунда) позволяют образовывать согласованные производные единицы для всех величин, имеющих механич. природу, остальные добавлены для образования производных единиц величин, не сводимых к механическим: ампер — для электрич. и магн. величин, кельвин — для тепловых, кандела — для световых и моль — для величин в области молекулярной физики и химии.

Наименования десятичных кратных и дольных единиц образуются при помощи спец. приставок.
Литт., Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 3 изд., М., 1989; Б у р д у и Г. Д., Справочник по Международной системе единиц, 3 изд., М., 1980; Чертов А. Г., Единицы физических величин, М., 1977.

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ — линейная (реже круговая) поляризация излучения далёких звёзд. Линейная М. п. характеризуется степенью поляризации P (чаще всего выражается в процентах) и позиционным углом θ , задающим плоскость преимуществ. колебаний электрич. вектора приходящего излучения (см. *Поляризация света*). Круговая М. п. описывается степенью поляризации q и её знаком, показывающим направление вращения электрич. вектора. Эти характеристики могут быть выражены через *Стокса параметры*:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad \text{tg}2\theta = \frac{U}{Q}, \quad q = \frac{V}{I}.$$

Явление линейной М. п. связано с линейным *дипризмам* межзвёздной среды, обусловленным присутствием в ней несферических ориентированных пылинко. Оно было обнаружено в 1949 У. А. Хилтнером (W. A. Hiltnet), Дж. С. Холлом (J. S. Hall) и В. А. Домбровским, а к сер. 80-х гг. измерения поляризации проведены для более чем 10 000 звёзд. Позич. углы линейной поляризации θ коррелированы в масштабах всей Галактики и, по-видимому, достаточно хорошо отражают направления компонента межзвёздного магн. поля, перпендикулярного лучу зрения. Существование связи между направлениями ориентации пылинко и магн. полями подтверждается распределением θ в спиральных рукавах. Картина, представленная на рис. 1, соответствует ориентации пылинко, при к-рой малые оси несферич. частиц в среднем параллельны силовым линиям магн. поля, а их угл. момент процессирует вокруг направления магн. поля.

Для нек-рот звёзд изучена зависимость степени поляризации от длины волны λ . В большинстве случаев зависимость $P(\lambda)$ достаточно хорошо описывается эмпирич. ф-лой К. Серковского (K. Serkowski):

$$\frac{P(\lambda)}{P_{\text{max}}} = \exp \left[-1,45 \ln^2 \left(\frac{\lambda_{\text{max}}}{\lambda} \right) \right],$$

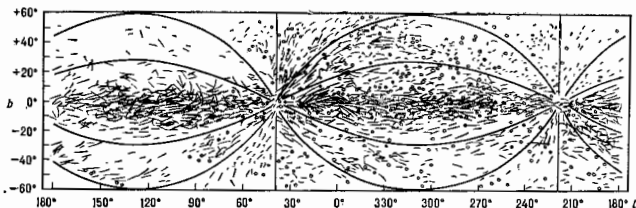
где P_{max} — макс. степень поляризации, λ_{max} — соответствующая длина волны. Величина P_{max} составляет 1—3%, иногда достигая 10%. Отношение P_{max} к изытку цвета (см. *Астрофотометрия*) звёзды E_{B-V} используются как характеристика поляризующей способности межзвёздной среды в данном направлении. Из анализа данных наблюдений найдено, что $P_{\text{max}}/E_{B-V} \lesssim 9\%$ (E_{B-V} — аэбёдных величин). Значение λ_{max} для большинства звёзд заключено в пределах от 0,5 до 0,6 мкм, хотя есть звёзды, для к-рых λ_{max} достигает 0,8 мкм. По данным наблюдений получено соотношение между λ_{max} и отношением R поглощения к селективному (см. *Межзвёздное поглощение*): $R \approx 5,6 \lambda_{\text{max}}$ (λ_{max} в мкм). Найденные в ряде случаев изменения θ с длиной волны свидетельствуют о присутствии на луче зрения нек-рот облаков с разл. ориентацией пылинко.

Существование зависимости $\theta(\lambda)$ обычно сопровождается наличием у звёзды ещё и небольшой круговой М. п. Она была открыта в 1972 Дж. Ч. Кемпом (J. Ch. Kemp) и группой под руководством П. Мартина (P. Martin). Круговая М. п. связывается с линейным *двойным* *дипризмам* межзвёздной среды, при к-ром линейно поляризованное излучение трансформируется в эллиптически поляризованное. Круговая М. п. надёжно зафиксирована для двух десятков звёзд. Обычно $q(\lambda) \lesssim 0,02\%$; наиб. значение получено для протозвёздного объекта Беклина — Нейгебауэра в созвездии Ориона, $q \approx 1,6\%$, $\lambda = 2,2$ мкм (степень элли-

тпчности приходящего излучения $q/P \approx 0,08$). На не-
кр-рой длине волны λ_c круговая М. п. менеег знак

механизм ориентации может работать в молекулярных
облаках.

Рис. 1. Распределение меж-
звездной линейной поляризации
в Галактике. Длина черточек
пропорциональна степени на-
блюдаемой поляризации. Кру-
жочки обозначены звезды с
нулевой поляризацией. Дуговые
линии показывают ход силовых
линий межзвездного магнитного
поля, которые, по данным оптиче-
ской поляризации, сходятся в
точках с галактическими коор-
динатами: $l = 39^\circ$, $b = 0^\circ$ и
 $l = 219^\circ$, $b = 0^\circ$.



(рис. 2). Как правило, это происходит вблизи $\lambda_{\text{макс}}$,
т. е. $\lambda_c \approx \lambda_{\text{макс}}$.

Интерпретацию наблюдений М. п. обычно проводят
совместно с данными наблюдений межзвездного погло-
щения. Гладкая зависимость $P(\lambda)$ и условие
 $\lambda_c \approx \lambda_{\text{макс}}$ не могут быть
объяснены, если осн.
компонентом пыли яв-
ляются металлы или
графит. Поэтому обычно
рассматривают диэлек-
трич. частицы (сили-

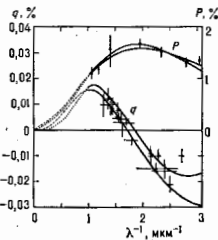


Рис. 2. Наблюдаемые и теоре-
тические зависимости $P(\lambda)$ и $q(\lambda)$ для звезды α Sco. Кривые—результаты расчетов
для модели цилиндрических
частич с ненулевой
дипольностью $m = 1,5$
(точки) и $m = 1,5-0,11$
(штриховые).

катные, ледяные). Зная величину $\lambda_{\text{макс}}$, можно оценить
размер пылевых частиц, а отношение $P_{\text{макс}}/E_{\text{п.у}}$ позволя-
ет судить о степени и направлении ориентации пы-
линок, если известен механизм их ориентации.

Ориентация пылинки может происходить под дейст-
вием магн. полей, анизотропных потоков газа или
излучения, однако во всех случаях при наличии даже
очень слабого магн. поля его направление становится
и направлением ориентации пылинки. Среди рассмат-
риваемых механизмов ориентации наиб. популярным дол-
гое время остается механизм динамич. ориентации пы-
линок в магн. поле, предложенный Л. Дейвисом (L. Davies)
и Дж. Л. Гринштейном (J. L. Greenstein) в 1951. В его
рамках предполагается, что в диэлектрич. частица рав-
номерно вкраплены атомы железа. Это придает пылин-
кам парамагн. свойства. Столкновения несферич. пы-
линок с частицами окружающего газа приводят к её
вращению с угл. скоростью $\sim 10^8-10^9$ рад/с. Взаимо-
действие магн. момента пылевой частицы (он может
возникать даже у нейтральной вращающейся парамаг-
ниты пылинки из-за Барнетта эффекта) со слабым
межзвездным магн. полем ведёт к прецессии угла мо-
мента пылинки относительно направления магн. по-
ля. При этом из-за эффекта парамагн. релаксации (см.
Парамагнетизм) тормозится вращение пылинки
вокруг осей, не совпадающих с направлением поля,
и пылинки в ср. ориентируются малой осью вдоль на-
правления магн. поля. Время ориентации пылинки
вследствие парамагн. релаксации $\sim 10^7$ лет в облаке
с темп-рой газа 100К. Однако это время может быть су-
щественно меньше, если пылинки раскручиваются до
угл. скоростей $\sim 10^9$ рад/с. Последнее может быть обу-
словлено вращением с её поверхности образующихся мо-
лекулу H_2 («реактивная вертушка» Пёрселла). Такой

Лит.: Д о л г и н о в А. З., Г и с л и н Ю. Н., С и л а н-
т в а А. В., Электросвязь и поляризация излучения в мо-
лекулярной среде, М., 1979; Вош и л л и о в Н. В., Межзвезд-
ная пыль, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Исследование
космического пространства, т. 25, М., 1986. Н. В. Вошчичков.

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПЫЛЬ — твёрдые частицы разме-
ром от тысячных до неск. десятых долей микрона. Рас-
пределение М. п. в Галактике коррелирует с распреде-
лением межзвездного газа; отношение содержания (по
массе) пыли и газа составляет в ср. 0,01.

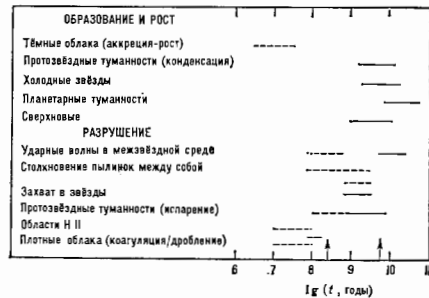
Пылевые частицы воздействуют на мн. физ. процес-
сы, происходящие в межзвездной и межпланетной сре-
де. Их присутствие проявляется как прямо, так и косвенно.
Пылинки ослабляют излучение далёких звёзд (см.
Межзвездное положение), изменяя его спектраль-
ный состав и состояние поляризации. Свечение хвостов
комет, отраженных и диффузных туманностей, а
также такие явления, как зодиакальный и диффузный
галактич. свет, в той или иной мере обусловлены излу-
чением, рассеянным пылью. ИК-излучение нагретых пы-
левых частиц наблюдается в спектрах планетарных ту-
манностей, областей III, околозвездных оболочек и
некр-рых галактик. Наличие пыли может в значит. сте-
пени видоизменить иониз. структуру туманностей и
влиять на тепловой баланс межзвездного газа. Как хлад-
агенту М. п. отводится существен. роль в совр. теориях
образования звёзд и планет. Наконец, на поверхности
пылевых частиц могут образовываться нек-рые из моле-
кул, обнаруженных в межзвездной среде (в частности,
H₂). Анализ наблюдательных данных показывает, что в
межзвездной среде имеются несферич. пылинки суб-
микронных размеров, состоящие из тугоплавкого ядра
и оболочки из летучих элементов, а также очень ма-
ленькие силикатные и углеродные частицы, ответствен-
ные за поглощение в далёкой УФ-области спектра.

Образование тугоплавких частиц происходит в ре-
зультате фазовых переходов газ — твёрдое тело, в
плотных областях с темп-рами 500—2000 К. Необходи-
мые условия, по-видимому, существуют во внеш.
частях атмосфер звёзд-гигантов и сверхгигантов (см.
Светимость классов) холодных спектральных классов,
оболочках новых и сверхновых звёзд, планетарных ту-
манностях и в газопо-пылевых сгущениях при воз-
никновении протозвёзд. В атмосферах холодных звёзд
сначала образуются очень тугоплавкие зароды-
шки. Вместе с газом они перемещаются в более высо-
кие и холодные слои, где проводят меньше времени
из-за ускорения движения. В этих слоях выпадает в
твёрдую фазу лишь часть элементов с низкими темп-ра-
ми конденсации.

В атмосферах т. н. углеродных звёзд возникают
частицы из графита (или аморфного углерода) и кар-
бида кремния, а в атмосферах кислородных звёзд —
силикатные частицы. Размер тугоплавких пылинки мо-
жет достигать десятых долей микрона. Холодные звёз-
ды поставляют в межзвездную среду не менее
10% тугоплавких ядер конденсации, необходимых для

объяснения происхождения М. п. Вклад остальных источников не определен.

В межзвёздных облаках ядра конденсации довольно быстро образуют оболочками из летучих элементов путём физ. адсорбции атомов наиб. распространённых элементов Н, С, N и О. Даже если вероятность прилипания атомов равна всего лишь 0,1, радиус частиц увеличивается до 0,2 мкм за 10^6 лет, что может быть меньше ср. времени жизни пылинки. Сублимация является



Одними из характерных времён образования, роста и разрушения межзвёздных пылинок. Сплошными линиями нанесены данные для пылинок, состоящих из тугоплавких веществ, штриховыми — для пылинок, состоящих из летучих веществ. Для сравнения стрелками указаны возраст Солнца (правая стрелка) и период вращения Галактики на расстоянии, соответствующем расстоянию Солнца от галактического центра.

одним из осн. процессов разрушения М. п. при росте её темп-ры. Кроме того, оболочки пылинок, состоящие из летучих элементов, могут испаряться в областях III. Бомбардировка поверхности пылинок атомами, ионами или молекулами, имеющими большие скорости, приводит к физ. разрушению частиц. Пылинки в межзвёздной среде дробятся в результате столкновений друг с другом со скоростями $\lesssim 20$ км/с, однако при столкновениях со скоростями $\lesssim 1$ км/с идёт процесс коагуляции (слипания). Характерные времена образования, роста и разрушения М. п. представлены на рис.

Лит.: М а т т и г Р. G., Cosmic dust, Ожт., 1978; В о ш и н к о в Н. Э., Межзвёздная пыль, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Исследования космического пространства, т. 25, М., 1986.

Н. В. Воиновичко.

МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА — материя, заполняющая пространство между звёздами внутри галактик. Материя в пространстве между галактиками наз. межгалактич. средой (см. Скопления галактик, Межгалактический газ). Газ в оболочках вокруг звёзд (околозвёздные оболочки) часто рассматривается вместе со звёздами. Среда в Солнечной системе наз. межпланетной средой. М. с. присутствует во всех галактиках, но в существенно разном кол-ве в зависимости от типа галактик.

Осн. составляющая М. с. — межзвёздный газ, состоящий на 90% (по числу атомов) из водорода. Он довольно равномерно перемещается с межзвёздной пылью, составляющей ок. 1% массы М. с., произв. магн. полями и эл.-магн. излучением (см. Фоновое космическое излучение и Магнитные поля галактик), к-рые также являются компонентами М. с. Все компоненты М. с. тесно взаимосвязаны.

Осн. наблюдат. проявления М. с. — межзвёздное ослабление (экстинкция) света, вызванное поглощением и рассеянием света (см. Межзвёздное поглощение) межзвёздной пылью, межзвёздная поляризация света, межзвёздные линии поглощения, оптич., радио-, ИК- и УФ-излучения светлых туманностей, радиолинии водорода, гелия и др. элементов, радио-, субмиллимет-

ровые, ИК- и УФ-линии молекул в М. с., в т. ч. явление космич. лазеров. ИК-излучение межзвёздных пыли и газа, синхротронное излучение электронов космич. лучей в магн. полях галактик, мерцающая радиация пульсаров на неоднородностях М. с., рентг. и гамма-излучения М. с.

Наиб. плотна М. с. (ок. 10^{-22} – 10^{-23} г/см³ и до 10^{-18} – 10^{-12} г/см³ в конденсациях малого размера) в центрах галактик и вблизи плоскостей спиральных и неправильных галактик. Хотя и в меньших кол-вах, все компоненты М. с. представлены и в др. частях галактик. В М. с. выделяются туманности (в частности, зоны III), молекулярные облака и т. н. корональный газ, или горячая фаза М. с. (темп-ра $\sim 10^6$ К).

Плотности энергии кинетич. движений газа (без учёта регулярного вращения вокруг центра галактики), космич. лучей и магн. полей в М. с. примерно равны между собой, вследствие чего М. с. является очень динамичной системой со сложной структурой.

М. с. находится в непрерывном взаимодействии со звёздами и межгалактич. средой, обмениваясь с ними веществом. Из М. с. образуются звёзды (см. Звёздообразование), а вещество, обогащённое тяжёлыми элементами при ядерных реакциях в звёздах, попадает в М. с. Этот процесс — основа хим. эволюции галактик и вообще вещества во Вселенной.

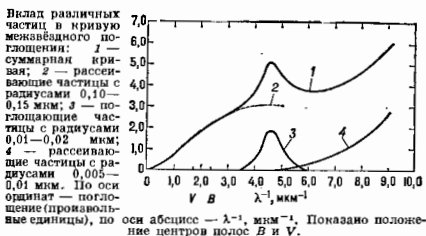
Лит.: К а н т а н С. А., П и к е л ь в е р С. Б., Межзвёздная среда, М., 1963; и т. ж. с Физика межзвёздной среды, М., 1979; Космическая газодинамика, под ред. Х. Дж. Хабблса, пер. с англ., М., 1972; С н и т ц е р Л., Физические процессы в межзвёздной среде, пер. с англ., М., 1981; Б о ч к а р ё в Н. Г., Основы физики межзвёздной среды, М., 1990. Н. Г. Бочкарёв.

МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ (межзвёздное ослабление, межзвёздная экстинкция) — результат рассеяния и истинного поглощения света межзвёздной пылью. Характерная особенность М. п. — его селективность (зависимость от длины волны λ). М. п. вызывает изменение распределения энергии в наблюдаемых спектрах далёких звёзд и др. объектов. Поскольку в сильнейшей части видимой области спектра М. п. больше, чем в красной, оно приводит к межзвёздному покраснению далёких объектов.

Величина М. п. А выражается в *звёздных величинах*. Сравнявая показатели цвета покрасневшей и непокрашеней звёзд одного и того же спектрального класса и светимости класса, находят избыток цвета звёзды, обычно E_{B-V} , представляющий собой разность поглощений A_{B-AV} (см. Астрофотометрия). Для перехода к абс. значению поглощения служит множитель $R = A_V/E_{B-V}$. В ср. $R = 3,1$, однако в тёмных облаках возможны отклонения в сторону больших R (до 5–6).

Для построения кривой М. п. (зависимости величины М. п. от λ) обычно используют звёзды спектральных классов O и B из-за их большой светимости и бедности деталями в спектре. В видимой части спектра ($\lambda = 0,3$ – $0,9$ мкм) она приблизительно следует закону λ^{-1} и несильно различается в разных областях неба. В ИК- и УФ-частях спектра различия кривых М. п. для отд. звёзд, даже расположенных в одних и тех же участках неба, велики. Частично это объясняется худшей точностью наблюдений в этих диапазонах по сравнению с видимым. В ИК-спектрах сильно покрасневших звёзд обнаружена межзвёздная полоса поглощения вблизи $\lambda = 9,7$ мкм, приписываемая силикатным пылинкам типа форстерита (Mg_2SiO_4) или знетатита ($MgSiO_3$). Эта полоса видна в поглощении в спектрах объектов, погружённых в молекулярные облака, и в аммиции в спектрах ряда звёзд, туманностей и галактик. В спектрах звёзд с $A_V \geq 5^m$, как правило, наблюдается полоса поглощения льда на $\lambda = 3,1$ мкм. В УФ-части кривой М. п. около $\lambda^{-1} = 4,6$ мкм⁻¹ обычно выделяется широкий пик; положение его максимума для всех звёзд практически одинаково ($\lambda_{\max} = 2175 \pm 25$ Å), ширина ≈ 480 Å, высота $E_{\lambda_{\max}} - 3320A = 5,11 \cdot E_{B-V}$.

Наблюдения М. п. интерпретируются на основе теории рассеяния света малыми частицами (рис.). М. п. в разных областях спектра находят, учитывая зависимость от λ суммы эфф. сечений поглощения всех частиц в столбе единичного сечения вдоль луча зрения. В видимой и ИК-частях спектра М. п. в осн. обусловлено рассеянием света диэлектрич. частицами, ср. радиус k -рых $0,10-0,15$ мкм. Такие пылинки состоят из тугоплавкого (скорее всего, силикатного) ядра и оболочка



из аморфных H_2O , NH_3 , CH_4 и кристаллических атомов железа и др. металлов. Альbedo частиц $\approx 0,7-0,8$, а их форма несферическая (на это указывает существование межзвёздной поляризации света). Пик ок. $\lambda^{-1} = 4,6$ мкм $^{-1}$ создаёт углеродные пылинки с радиусами $0,01-0,02$ мкм и альbedo $\approx 0,3$, а дальнейший подъём кривой М. п. к $\lambda^{-1} = 9$ мкм $^{-1}$ вызывает силикатные частицы с радиусами $0,005-0,01$ мкм и альbedo $\approx 0,6$. Форма таких частиц, по-видимому, близка к сферической, а их число в единицах объёма примерно в 1000 раз превышает число пылинки, ответственных з. М. п. в видимой части спектра.

Величина М. п., рассчитанная на единицу расстояния, изменяется в широких пределах в зависимости от направления. В окрестностях Солнца в плоскости Галактики $A_V \approx 2^m$ кмк $^{-1}$; для создания такого поглощения требуется 10^8-10^9 пылевых частиц на луче зрения. С удалением от плоскости Галактики A_V уменьшается по закону косинуса. Установлена связь между A_V и числом атомов водорода (N_H) на луче зрения, $A_V = 5,2 \cdot 10^{-22} \cdot N_H$ (в см $^{-2}$, A_V — в звёздных величинах). Это соотношение является численным выражением корреляции распределений газа и пыли, наблюдаемых в Галактике.

В рентг. области спектра излучение в осн. поглощается межзвёздным газом, а межзвёздная пыль вызывает образование газа вокруг космич. источников рентг. излучения.

Лит.: К а н а д з е К. А., П и к е л ь е р С. Б., Физика межзвёздной среды, М., 1979; В о й н и к о в Н. В., Межзвёздная пыль, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Исследования космического пространства, т. 25, М., 1986.

МЕЖЗВЕЗДНЫЙ ГАЗ — осн. компонент межзвёздной среды, составляющий ок. 99% её массы. М. г. заполняет практически весь объём галактик. Наб. изучен М. г. в Галактике. М. г. характеризуется большим разнообразием возникающих в нём структур, физ. условий и протекающих процессов. Темп-ра колеблется от $4-8$ К до 10^7 К и выше, концентрация частиц λ от $\sim 10^{-4}$ до 10^{10-12} см $^{-3}$. Условиями в М. г. определяется характер звездообразования, а следовательно, и эволюции галактик.

Распределение и движение М. г. Наб. бедны М. г. звёздных (E) галактик. Следы М. г. ($\lesssim 0,1\%$ от массы галактики, M_g) обычно заметны только в гигантских E-галактиках. В линзовидных (SO) галактиках также отмечаются обычно лишь следы М. г. В спиральных (S) галактиках М. г. составляет обычно $1-10\%$ M_g , точнее, массы, заключённой в сфере с т. н.

хольмберговским радиусом, ограничивающим оптически наблюдаемую часть галактики. В Галактике, являющейся типичной спиральной галактикой, масса М. г. $\approx 4 \cdot 10^9 M_\odot$ ($M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца) $\approx \approx 2\%$ M_g ; распределена поровну между областями атомарного и молекулярного М. г. В неправильных (I) галактиках масса М. г. обычно превышает 10% от массы галактики.

В E-галактиках М. г. сосредоточен обычно около их центра. В ряде гигантских E-галактик, являющихся радиогалактиками, М. г. присутствует также и на периферии (напр., Cen A, Cyg A). В др. типах галактик М. г. расположен гл. обр. около плоскостей галактик, в слое толщиной порядка сотен парсек, а в S-галактиках также в ядре, являясь непреходящим атрибутом всех активных ядер галактики и квазаров (см. Объекты с активными ядрами).

В дисках S-галактик поверхностная плотность (σ) и объёмная концентрация М. г. чаще всего достигают максимума в кольце на расстоянии от центра галактики (R_g) равном неск. кпк (в Галактике — 5 кпк, здесь $n = 2-3$ кпк $^{-2}$, $\sigma = 10^{21}$ см $^{-2}$), и спадают как внутри, так и снаружи (в последнем случае много медленнее, чем поверхностная яркость; в крупных галактиках следы М. г. видны до $R_g = 30-50$ кпк и более). В нек-рых галактиках σ нарастает до самого центра. На периферии слой М. г. утолщён до неск. кпк и часто искривлён. Осн. часть М. г. собрана в спиральных ветвях, особенно вблизи их внутр. частей, в виде гигантских газопылевых комплексов. В гало S-галактик М. г. разрежен (в ср. $n < 10^{-2}$ см $^{-3}$, в Галактике на высоте 5 кпк от её плоскости $n \approx 3 \cdot 10^{-4}$ см $^{-3}$) и имеет темп-ру $T \gtrsim 10^4$ К. В него вкраплен более плотный холодный газ, гл. обр. в виде высокоскоростных облаков водорода и планетарных туманностей.

В S- и I-галактиках М. г. вращается вокруг центра вместе со звёздами по траекториям, близким к круговым. На регулярное движение накладываются т. н. пекулярные скорости v (в ср. $v = 6-15$ км/с). Возмущения v при прохождении М. г. через спиральные ветви иногда достигают 100 км/с. В ряде туманностей наблюдаются ещё большие значения v .

Состав М. г. Распространённость элементов в М. г. примерно такая же, как и в атмосфере звёзд: 90% атомов водорода, $\approx 10\%$ атомов гелия. Все др. элементы вместе составляют ок. 0,1% по числу атомов (относительное содержание по массе, $Z \approx 2\%$). Однако их роль в М. г. очень велика. По сравнению с составом атмосферы Солнца в М. г. заметен дефицит мн. элементов, особенно Al, Ca, Ti, Fe, Ni, распространённость к-рых понижены в десятки и сотни раз за счёт конденсации их в межзвёздную пыль.

Наблюдается градиент состава М. г. вдоль радиуса галактик. В Галактике Z изменяется вдоль радиуса с неск. раз. Имеются также градиенты изотопного состава. На регулярный ход состава наложены флуктуации. Неоднородность состава М. г. объясняется хим. эволюцией галактик — обогащением М. г. тяжёлыми элементами, выработанными при ядерных реакциях в звёздах.

Структура, физические условия и динамика М. г. Структура М. г. неоднородна. Он состоит из облаков с разл. массами, размерами и физ. условиями. Наб. крупными образованиями являются, видимо, т. н. сверхоблака размером $1-2$ кпк, к-рые содержат внутри себя все др. структуры. Около половины массы М. г. в Галактике собрано в ≈ 5000 гигантских молекулярных облаков (типичная масса $\approx 3 \cdot 10^6 M_\odot$, diam. $d_{\text{ж}}$ ≈ 50 кпк, $n \approx 300$ см $^{-3}$, темп-ра $T = 10-30$ К), расположенных в слое толщиной менее 100 кпк гл. обр. в кольце с $R_g = 4-8$ кпк. Вещество их находится в осн. в молекулярной форме. В них найдено ок. 60 раз. молекул (см. Молекулы в межзвёздной среде). Преобладают молекулы H_2 (99,99%) и CO (ок. 0,01% по числу молекул).

Имеются более мелкие молекулярные облака (гём-ские и чёрные облака, гигантские глобулы и др. с $\rho = 10^4 - 10^6 \text{ см}^{-3}$, $T \approx 10 - 20 \text{ К}$, $d \leq 1 \text{ пк}$). В молекулярных облаках часто встречаются уплотнения с $\rho > 10^6 \text{ см}^{-3}$, T — от 4–6 К и более, массой $M \sim 1 - 100 M_{\odot}$, вблизи мощных источников энергии — материевой конденсации с $\rho \sim 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, $M \sim 10^{-5} M_{\odot}$. Вблизи горячих звёзд и их групп имеются *зоны III*.

Перечисленные выше области содержат более половины массы М. г., но занимают ок. 0,01% объёма. Около половины объёма М. г. занято областями атомарного водорода (HI), распадающимися на межзвёздные облака ($T \approx 80 \text{ К}$, $\rho = 1 - 1000 \text{ см}^{-3}$, $d \sim 10 \text{ пк}$, $M = 10 - 1000 M_{\odot}$) и межоблачную среду, или т. п. Тёплые области HI ($T = 7000 - 10000 \text{ К}$, $\rho \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$). В областях HI водород и гелий слабо ионизованы. Остальная часть объёма занята газ. обл. областями т. в. коронального газа, или горячей фазой М. г. ($T = 3 \cdot 10^6 - 10^8 \text{ К}$, $\rho = 1 - 1003 - 0,01 \text{ см}^{-3}$, иногда $0,001 - 0,1 \text{ см}^{-3}$, $d = 50 - 300 \text{ пк}$), в окрестностях к-рого имеются также зоны III низкой плотности ($T \sim 10^6 \text{ К}$, $\rho = 0,1 - 1 \text{ см}^{-3}$, $d = 1 - 50 \text{ пк}$) и области III с $T = 300 - 5000 \text{ К}$ (песк. % по объёму). Кроме этого, в М. г. имеются туманности, образуемые очень сильными (Маха число до 10^4) ударными волнами, созданными *звёздным ветром* и вспышками сверхновых и новых звёзд (см. *Остатки вспышек сверхновых*). М. г. в них нагреет до $10^6 - 7 \text{ К}$ и более.

Большинство структур М. г. находится в состоянии, далёком от газодинамического, а иногда и теплового равновесия. Характерные времена динамич. процессов в М. г. $t \approx d/v_{\text{др}} \approx 10^6 - 3$ лет ($v_{\text{др}}$ — скорость звука). За такое время большинство структур М. г. разрушается. Особенно сложна и динамична структура М. г. в областях звездообразования. Их типичный размер $100 - 500 \text{ пк}$. В них собраны в единый комплекс гигантские молекулярные облака, протяжённые и компактные зоны III, ИК-туманности — протозвёзды, космич. мазеры на молекулах H_2O , OH, CN , OH и т. д.

Наряду с крупномасштабной структурой (туманности, облака) М. г. имеет сложную мелкомасштабную структуру — волокна, конденсации и т. д. с масштабами до $0,1 - 0,001 \text{ пк}$ и менее. Возникают они под действием разл. гидродинамич. и магнитогидродинамич. неустойчивостей. Вытянутая форма часто обусловлена межзвёздными магн. полями.

Физические процессы в М. г. Условия в М. г. далеки от термодинамич. равновесия. Поэтому анализа условий в М. г. проводится на основе ур-ний статистич. баланса, учитывающих элементарные процессы, определяющие населённость уровней энергии атомов, ионов, молекул, их ионизацию и рекомбинацию, а также образование и разрушение молекул, нагрев и охлаждение среды. Обычно в М. г. с хорошей точностью устанавливается *Максвелла распределение* по скоростям — в ударных волнах отдельно для электронов и ионов, в др. случаях — общее для всех частиц, что позволяет говорить о темп-ре М. г. Отклонения населённостей уровней от *Больцмана распределения* обычно очень велики. Особенно ярко они проявляются в космич. мазерах. Населённость уровней, определяющая интенсивность спектральных линий и непрерывного спектра, формируется под влиянием столкновительных и радиативных процессов и нередко рекомбиниц. населением уровней.

Осп. механизмами ионизации М. г. являются фотоионизация, а также, по-видимому, ионизация низкоэнергичной частью *космических лучей* (субкосмич. лучами) и тепловыми электронами. В активных галактик. ядрах преобладает фотоионизация рентг. излучением. Важна роль *ожг-эффекта* и реакций *перезарядки ионов* с атомами H и He, радиативной и *дизелектронной рекомбиниц.*

Кинетика химическая М. г. определяется как газофазными реакциями, так и реакциями на поверхности

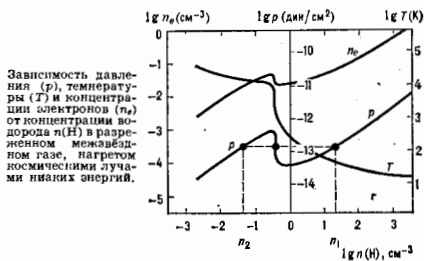
пылинок. Среди газофазных реакций важны лишь би-нарные процессы. Определяющую роль в поддержании разнообразия молекул играют ионно-молекулярные реакции, но имеющие активат. барьеры. Они важны, несмотря на очень низкую ($\sim 10^{-4}$) степень ионизации М. г. в молекулярных облаках. В совр. М. г. (в отличие от условий в ранней Вселенной, см. *Космология*) молекулы H_2 образуются на поверхности пылинок. Молекулы разрушаются УФ-излучением звёзд. Поэтому М. г. молекуляризован только в плотных облаках, центр. части к-рых экранированы от УФ-излучения межзвёздной пылью.

М. г. нагревается УФ-, мягкими рентг. и субкосмич. лучами, а также ударными волнами. Объёмное охлаждение происходит в осн. при излучении в спектральных линиях тепловой энергии, затраченной на возбуждение уровней, а также за счёт тормозного и рекомбиниц. излучений в непрерывном спектре. В зависимости от темп-ры М. г. преобладает излучение в непрерывном спектре ($T \gtrsim 10^4 \text{ К}$) либо в спектральных линиях — рентгеновских ($T \sim 10^6 - 7 \text{ К}$), УФ- ($T = 10^4 - 7 \text{ К}$), оптических ($T = 5000 - 10000 \text{ К}$), ИК- ($T = 30 - 5000 \text{ К}$), субмиллиметровых ($T \lesssim 30 \text{ К}$).

Гамма-излучение М. г. обусловлено взаимодействием М. г. и пыли с космич. лучами. Наблюдаются гамма-линии позитрония (0,511 МэВ) и линии возбуждения атомных ядер (1–6 МэВ), а также излучение в непрерывном спектре с энергиями фотонов до 10^{10} эВ. Непрерывный спектр формируется тормозным излучением электронного компонента космич. лучей и фотораспадом π^0 -мезонов, образованных в ядерных реакциях.

В большей части объёма М. г. условно установившееся состояние, близкое к гидростатич. равновесию, — давление p в разных участках М. г. примерно одинаково.

В результате упомянутых выше процессов нагрева и охлаждения ур-ние состояния $p(T)$ или $p(n)$ непотопно в области темп-р $50 - 10^4 \text{ К}$ (рис.). Это означает,



что М. г. подвержен тепловой неустойчивости, разбивающей среду на облака HI ($T \approx 80 \text{ К}$) и тёплые области III ($T \approx 8000 \text{ К}$), отличающиеся по плотности в ~ 100 раз.

Важнейшую роль в формировании крупномасштабной структуры М. г. играют взрывы *сверхновых звёзд*. Сильная ударная волна выметает осн. часть М. г. из области размером во мн. десятки пк, создавая долговжущие ($\sim 10^7$ лет) полости, содержащие горячий (корональный, $T \sim 10^6 \text{ К}$) газ очень низкой плотности $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$. Холодному газу сообщаются пекулярные скорости $\approx 6 - 15 \text{ км/с}$. Часть М. г. поднимается взрывом на сотни парсек над галактик. плоскостью (т. в. галактик. фонтаны). При последующем охлаждении такой М. г. может падать назад в виде высокоопирированных облаков. При достаточной частоте *вспышек сверхновых* часть М. г. может оттекать от галактик в *межгалактический газ* (галактик. ветер). В поддержании попу-

лярных скоростей М. г. некую роль играют также звездный ветер и расширение зон НП. На формирование крупномасштабной структуры М. г. (особенно, видимо, в неправилных галактиках) существенное влияние оказывает неустойчивость Рэлея — Тейлора (см. *Неустойчивости плазмы*) газового диска галактики с высокоионизованной магн. полем. Она сбивает М. г. в «магнитных ямах» размером ок. 1 кпк.

Эволюция М. г. определяется гл. обр. обменом веществом со звездами в процессе звездообразования и при сбросе части массы звездами в М. г. на поздних этапах их эволюции (см. *Эволюция звезд*), а также в виде звездного ветра. За счёт термоядерной переработки вещества в звездах М. г. обогащаются тяжёлыми элементами, меняется его изотопный состав, причём с темпами, зависящими от скорости звездообразования. Это порождает, в частности, градиенты содержания элементов и изотопов вдоль радиусов спиральных галактик. Кол-во М. г. в галактиках в процессе круговорота вещества убывает с темпами, сильно различающимися в разных галактиках. Важную роль в поддержании кол-ва М. г. может играть взаимодействие с межгалактич. газом в *скоплениях галактик*: облака межгалактич. газа могут пополнять М. г., в свою очередь часть М. г. уходит в межгалактич. пространство. Давление межгалактич. газа может уносить М. г. и тем самым стимулировать звездообразование.

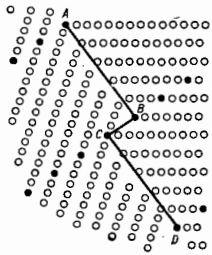
Лит. см. при ст. *Межзвёздная среда*. Н. Г. Бочкарёв. **МЕЖЗЕРНЫЕ ГРАНИЦЫ** — поверхность раздела между различно ориентированными областями (зёрнами) поликристалла. Многие физ. свойства зависят от числа и строения М. г. К ним относятся как свойства, связанные с переносом электронов, фононов, атомов и др. (электропроводность, теплопроводность, диффузия), к-рые рассеиваются на М. г., так и свойства, зависящие от взаимодействия между М. г. и дислокациями (механич. свойства), стенками магн. доменов (магн. жесткость), вихрями в *сверхпроводниках* (критич. ток и поле в жёстких сверхпроводниках) и т. п. Как и внеш. поверхность, М. г. являются двумерными *дефектами*, вносящими воумощение в энергетич. спектр кристалла (см. *Поверхности*).

Вблизи М. г. большинство физ. процессов протекает иначе, чем в объёме зёрен: как правило, облегчены выделение новых фаз, зарождение и развитие трещин; М. г. являются «стоками» примесных атомов. При высоких темп-рах на М. г. происходит рождение и исчезновение *вакансий* и *межузельных атомов*. Высокотемпературная пластич. деформация происходит существенно легче на М. г., чем внутри зёрен: зёрна как бы проскальзывают одно по поверхности другого, что в некоторых случаях облегчает развитие деформации в поликристаллах (*сверхпластичность*).

Свойства М. г. и приграничных областей определяются их атомо-кристаллич. строением, отличным от строения зёрен. Методы электронной и атомной микроскопии (см. *Ионный проектор*), *осе-спектроскопии* и др., а также теоретич. исследования (включающие моделирование на ЭВМ) позволили выяснить, что вблизи М. г. атомы смещаются из узлов кристаллич. решётки и образуют особ. периодич. (или почти периодич.) структуру, характерную для данной М. г. Смещение атомов могут приводить к возникновению внутр. напряжений в объёме зёрен, к-рые играют значит. роль при образовании *гетерофазных структур*. Однако, если размеры зёрен достаточно велики, возникновение внутр. напряжений энергетически невыгодно и М. г. имеют равновесную структуру, не приводящую к появлению дальнедействующих упругих полей. Именно такие М. г. обычно встречаются в поликристаллах.

Геометрически плоская граница двух зёрен определяется 8 параметрами: осью и углом взаимного поворота зёрен (3 параметра), вектором относит. смещения зёрна как целого (3 параметра) и единичным вектором

нормали к плоскости границы (2 параметра). Для каждой М. г. существует равновесное расположение атомов в приграничной зоне, определяющее все характеристики М. г., в частности её поверхностную энергию. Минимум поверхностной энергии обычно соответствует периодич. структуре с малыми периодами. При их описании пользуются т. н. копией совпадающих узлов: контакт зёрен рассматривается как область взаимного проникновения их решёток и плотность совпадающих узлов решёток принимается за характеристику М. г. Как правило, низкоэнергетич. М. г. характеризуется высокой плотностью совпадающих узлов. Границы, близкие по структуре к низкоэнергетич. М. г., описываются с помощью доплит. введения в структуру границы особых зернограничных дислокаций (рис.). Эксперимент подтверждает присутствие и движение в М. г. зернограничных дислокаций. С др. стороны, анализ построенных с помощью ЭВМ атомных моделей разл. М. г. позволил выявить в их структуре характерные атомные группы — многогранники Бернала, обычно используемые для описания строения *жидкости*. Оба подхода в рассмотре-



Двумерная модель поликристалла; *AB, BC, CD* — зернограничные дислокации.

нию структуры М. г. — дислокационный и как системы многогранников — хорошо согласуются.

Всё сказанное можно отнести к межфазным границам в гетерофазных структурах. Межфазные границы вследствие их большего разнообразия изучены менее систематично, чем М. г. Наиб. исследованы границы, разделяющие эпитаксиально растущую фазу и кристаллич. подложку. Структура таких границ представляет собой чередование участков бездефектного упругого сопряжения решёток и дислокаций несоответствия, компенсирующих разность параметров решёток эпитаксиальной фазы и фазы-подложки (см. *Эпитаксия*).

Важной характеристикой границ является их подвижность, определяющая кинетику рекристаллизации и фазовых превращений в гетерофазных структурах.

Лит.: Глейзер Г., Чалмерс Б., Болшевские Г. *Углублённое введение*, пер. с англ., М., 1975; Структура межкристаллических и межфазных границ, М., 1980; Брэдло А. Н., Гетерофазные превращения в металлах, М., 1980.

МЕЖЗОННОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ (зигерский пробой) — туннелирование электронов из валентной зоны диэлектрика или полупроводника в зону проводимости через запрещённую зону под действием электрич. поля (см. *Туннельный эффект*). М. т. можно рассматривать как рождение пары электрон — дырка в электрич. поле (подобно рождению электрон-позитронной пары в вакууме в сильном поле). Вторые на возможность М. т. указал К. М. Зигер (С. М. Zener), к-рый высказал предположение, что М. т. ответственно за пробой *диэлектриков* в сильном электрич. поле и *автотелектронную эмиссию* с поверхности диэлектриков. Экспериментально М. т. впервые наблюдал Л. Эсаки (Л. Esaki) при прямых смещениях на полупроводниковых диодах, отличающихся сильным легированием *p*- и *n*-областей (см. *Туннельный диод*). Количество, теория М. т. впервые развита в работах У. В. Хаустона (W. V. Houston) и Л. В. Келдыша. Вероятность М. т. (прозрачность потен. барьера *D*) существенно зависит от структуры энергетич. зон. Для простых изот-

ропных зон, экстремумы k -рых лежат в одной и той же точке импульсного пространства и между k -рых разрешены дипольные оптич. переходы, прозрачность барьера в однородном электрич. поле E равна:

$$D = \exp\left[-\frac{\pi}{2} \frac{(\mu \epsilon_g^2)^{1/2}}{e\hbar k} \left[\epsilon_g + \frac{p_1}{\mu}\right]\right]. \quad (*)$$

Здесь $\mu^{-1} = m_0^{-1} + m_{\text{д}}^{-1}$, m_0 и $m_{\text{д}}$ — эфф. массы электрона и дырки, ϵ_g — ширина запрещённой зоны, p_1 — поперечная к E составляющая импульса электрона.

В случае вырожденных валентных зон (типичных для кубич. полупроводников) $D(E)$ отличается от (*) заменой $m_{\text{д}}$ на эфф. массу t в лёгких дырок, т. е. * — заменой переходов с этой ветви дают осн. вклад в туннельный ток. В случае анизотропных зон, напр. в *многодолиньных полупроводниках* типа РbTe, вероятность туннелирования зависит от ориентации E относительно кристаллограф. осей и для каждой пары экстремумов определяется ф-лой, отличающейся от (*), заменой $(E/\mu)^{1/2}$ на $(\sum_i \epsilon_i E_{\text{д}i}^{-1})^{1/2}$ и $p_1 \mu^{-1}$ на $\sum_i p_i \mu_i^{-1}$, где

μ^{-1} — тензор обратной приведённой эфф. массы с компонентами $\mu_{ij}^{-1} = m_{ij}^{-1} + m_{ij\text{д}}^{-1}$. В *полупроводниках*, у k -рых экстремумы валентной зоны и зоны проводимости лежат в разных точках импульсного пространства (напр., в Ge, Si), туннельные переходы между этими экстремумами могут осуществляться только с передачей импульса фонону или примесному атому. Такое M . т. наз. фононо или примесно стимулированное. В полупроводниках, находящихся в электрич. поле, в результате M . т. становятся возможными поглощение света с энергией кванта $\hbar\omega < \epsilon_g$ (*Каддыша — Фрица эффект*) и обратный эффект — туннелирование электрона через p - n -переход в валентную зону с испусканием фотона с $\hbar\omega < \epsilon_g$ (туннельная электрон-флуоресценция).

Продольное магн. поле H_{\parallel} не влияет на прозрачность $D(E)$ и скамывается на M . т. лишь в меру изменения *плотности состояний* в результате квантования Ландау. Поле H_{\perp} уменьшает вероятность M . т.: в скрещенных полях $D(E, H)$ определяется ф-лой, отличающейся от (*) заменой E на $(E^2 - \epsilon_g^2 B^2 / 4\mu c^2)^{1/2}$. При $B > 2c(\mu \epsilon_g^2)^{1/2} E$ траектории электронов в скрещенных полях становятся замкнутыми и M . т. возможно только при рассеянии электронов на фононах или примесных атомах. При анизотропном центре $D(E, H)$ зависит от ориентации B в плоскости, перпендикулярной E .

Лит.: Z e n e r C. A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics. Proc. Roy. Soc., 1924, v. 115, p. 323; И о в а т о в W. V., Acceleration of electrons in a crystal lattice, «Phys. Rev.», 1940, v. 57, p. 184; К е л а м Л. В., О поведении металлических кристаллов в сильных электрических полях, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, в. 99, с. 6 в. О влиянии колеблющейся решетки кристалла на рождение электронно-дырочных пар в сильном электрическом поле, там же, 1958, т. 34, с. 962; А р о в о в А. Г., П и к у с Г. Е., Туннельный ток в поперечном магнитном поле, там же, 1966, т. 51, с. 281; Туннельные явления в твердых телах. Сб. ст., под ред. Ф. Бушневой, С. Луцивиста, пер. с англ., М., 1973. Г. Е. Пикус.

МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ — переходы электронов из валентной зоны полупроводника в зону проводимости, сопровождающиеся образованием (генерацией) пары носителей заряда электрон проводимости — дырка; обратные M . п. наз. рекомбинацией носителей заряда. Генерационные M . п. могут быть обусловлены тепловым возбуждением, воздействием эл. магн. волн и т. д. Рекомбинационные M . н. могут быть спонтанными и вынужденными (см. *Полупроводники, Рекомбинация носителей заряда*).

МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ. По природе, характерным энергиям и расстояниям близко к *межатомному взаимодействию*. Описывается теми же типами потенциалов взаимодействия, что и межатомное взаимодействие. M . в. наиб. существенно в плот-

ных газах и молекулярных конденсир. телах, т. е. в тех случаях, когда существует индивидуальное молекулы. Не имеет смысла говорить о M . в. в металлах, ионных кристаллах, их растворах и расплавах.

В результате M . в. происходит изменения в окружающей среде, под влиянием k -рых искажаются электронные оболочки и взаимное расположение атомов, входящих во взаимодействующие молекулы. По существу, M . в. сводится к совокупности взаимодействий каждого из атомов одной молекулы с каждым из атомов другой с учётом воздействия окружающей среды. M . в. обусловлено перекрыванием внеш. электронных оболочек атомов. Потенциалы M . в. часто выражаются аддитивными комбинациями атом-атомных, атом-ионных, ионно-ионных парных потенциалов. Однако принцип аддитивности справедлив лишь для эл.-статич. взаимодействий, ограниченно применим для дисперсионных и нелинейных к индукционным, резонансным и обменным M . в.

Описание взаимного расположения молекул требует введения огромного числа координат, что преобразует одномерные (изотропные, сферически симметричные) зависимости потенц. энергии от координат (имеющее место, напр., для атом-атомного парного взаимодействия) в многомерные *потенциальные поверхности* M . в. В частности, для описания M . в. двухатомных молекул нужно ввести 6 параметров: расстояние между центрами молекул, два угла между осями молекул и линией, соединяющей их центры, угол между плоскостями, в k -рых лежат линия центров в каждой молекуле, а также два межядерных расстояния молекул. При M . в. двух молекул, состоящих из n_1 и n_2 атомов, их потенциал зависит от $3(n_1 + n_2) - 6$ независимых переменных. При рассмотрении M . в. достаточно сложных молекул возникает задача нахождения на многомерной потенц. поверхности глобальных экстремумов среди большого числа локальных, связанных с перемещением и деформацией молекул.

Атомы в каждой из взаимодействующих молекул удерживаются хим. связями, а M . в. осуществляется более слабыми силами — ван-дер-ваальсовыми (рис. 1) или водородными связями. В *жидкостях и газах* за счёт водородных связей молекулы образуют кластеры и *полимеры*, в молекулярных кристаллах — *цепочки*,

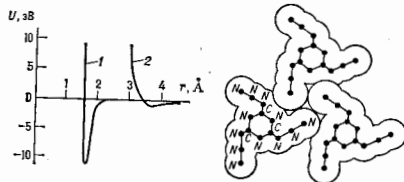


Рис. 1. Потенциалы химического (1) и физического (2) донора тризиданитовой кислоты. На атомарный следлет налета молекулярная «шуба».

сетки и сверхрешетки. За межмолекулярное расстояние принимают расстояние между ядрами ближайших атомов взаимодействующих молекул; они обычно больше характерных длин хим. связей. Молекулы как бы одеты в «шубу» (рис. 2), толщина k -рой равна радиусу r_M M . в. В табл. приведены в (А) атомные r_A и молекулярные r_M радиусы не-рых атомов (у благородных газов r_A и r_M совпадают).

Анизотропия M . в. M . в. зависит от направления, т. е. анизотропна. Наиб. яркое макроскопич. проявление анизотропии M . в. — образование кристаллич. и жидкокристаллич. структур. Анизотропия M . в. проявляется также в обмене энергией между разл. степенями свободы молекул, что приводит к стационарному (по ве

равновесному) сосуществованию значительно различающихся поступательной (и примерно равной ей вращательной), колебательной и электронной энергий газовой смеси. Это явление используется при создании лазеров, адекватной оценки параметров хим. и плазменных процессов, процессов переноса и т. в.

Ограниченная применимость моделей разл. сферически-симметричных (одномерных) потенциалов связана с тем, что центральное М. в. не может изменить угол момента и нек-рые компоненты колебл. движения молекул.

| | H | He | C | N | O | F | Ne | Si | P |
|-----------------|------|-----|------|------|------|------|------|------|------|
| r_H | 1,17 | 1,4 | 1,70 | 1,58 | 1,52 | 1,47 | 1,54 | 2,10 | 1,80 |
| r_A | 0,25 | 1,4 | 0,70 | 0,65 | 0,60 | 0,50 | 1,54 | 1,10 | 1,00 |

| | S | Cl | Ar | As | Se | Br | Kr | Te | I | Xe |
|-----------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| r_H | 1,80 | 1,78 | 1,88 | 1,85 | 1,90 | 1,85 | 2,02 | 2,06 | 1,96 | 2,16 |
| r_A | 1,00 | 1,00 | 1,88 | 1,15 | 1,15 | 1,15 | 2,02 | 1,40 | 1,40 | 2,16 |

Анизотропия М. в. — следствие несимметричного распределения электр. зарядов молекулы, т. е. возникновения мультипольных моментов и анизотропии дисперсионного и обменного взаимодействий. Кроме того, даже при относительно-симметричном расположении зарядов анизотропия возникает в результате несоответствия центра зарядов с центром тяжести молекулы. На рис. 3 приведены зависимости потенциалов М. в. от радиуса

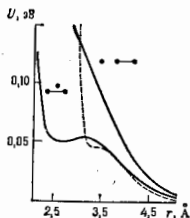


рис. 3. Потенциалы взаимодействия He(2^1S) с молекулами водорода. Пунктирная кривая получена в экспериментах по рассеянию молекулярных пучков в сферически-симметричной аппроксимации. Теоретические кривые (сплошные) получены для различных взаимных расположений атомов He(1) и молекул водорода (—•—).

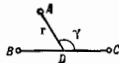
r при разл. взаимном расположении молекул водорода и атомов гелия.

Анизотропные потенциалы можно представить в виде разложения по полиномам Лежандра. М. и. атома А с молекулой ВС (рис. 4) описывается потенциалом

$$U(r, \gamma) = \sum_n U_n(r) P_n(\cos \gamma),$$

где $U_n(r)$ — радиальные компоненты, P_n — полиномы

рис. 4. Взаимное расположение атома А и молекулы ВС, при $\gamma=0$ возникает анизотропное межмолекулярное взаимодействие; В — центр молекулы ВС; γ — угол между осью молекулы и направлением АД.



Лежандра (угол γ отмечен на рис.). Ограничиваясь четными компонентами для первых двух членов, можно получить для U_0 и U_2 выражения в виде потенциалов Лежандра-Джонса:

$$U_0 = \epsilon \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - 2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right],$$

$$U_2 = \epsilon \left[b_2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - a_2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right];$$

r_0, ϵ, a_2, b_2 — оптимальные для данной системы подго-
товочные параметры; для системы, напр., Ar—N₂ $r_0 =$
 $= 3,93 \text{ \AA}$, $\epsilon = 0,0103 \text{ эВ}$, $a_2 = 0,26$, $b_2 = 0,5$.

М. в. в жидкостях. Независимо от свойств среды два эквивалентных объекта (пузырьки или коллоидные частицы) всегда притягиваются друг к другу. В том же случае, когда диэлектрич. восприимчивости ϵ_A и ϵ_B взаимодействующих молекул А и В и молекулы среды ϵ отвечают равенству $\epsilon > \epsilon_A > \epsilon_B$, молекулы А и В отталкиваются.

Сила взаимодействия двух противоположных по знаку и равных по величине зарядов, между к-рыми расположена поляризуемая сфера, область (рис. 5, а), равна

$$F = - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \left[1 + \frac{128\alpha}{4\pi\epsilon_0 r^3} \right],$$

где α — поляризуемость среды, q — абс. величина каждого из зарядов, r — расстояние между ними, ϵ_0 — диэлектрич. проницаемость вакуума. Т. о., наличие поляризуемой среды между молекулами

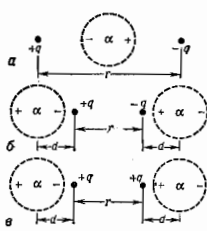


рис. 5. Различное расположение зарядов $+q$ и $-q$ сферических поляризуемых областей r — расстояние между зарядами; d — расстояние между зарядами и центрами сферических областей.

увеличивает их потенц. энергию взаимодействия. Для зарядов, расположенных как показано на рис. 5(б), сила взаимодействия уменьшается:

$$F = - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \left[1 - \frac{4\alpha}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(1 + \frac{2d}{r} \right) \left(1 + \frac{d}{r} \right)^{-3} \right]$$

(d — расстояние между зарядами и центрами сфер. областей). Для случая, когда заряды имеют одинаковый знак (рис. 5, в),

$$F = - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \left[1 - \frac{4\alpha}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(1 + \frac{2d}{r} + \frac{2d^2}{r^2} \right) \left(1 + \frac{d}{r} \right)^{-3} \right].$$

Дисперсионная энергия взаимодействия (см. Межмолекулярное взаимодействие) может быть вычислена с помощью теории возмущений. В более общем виде многочастичная задача М. в. решается при рассмотрении М. в. во флуктуирующем эл.-магн. поле в непрерывной среде, характеризуемой комплексной диэлектрич. проницаемостью, зависящей от частоты поля.

Влияние магнитного поля на М. в. Теоретически предсказано и экспериментально обнаружено, что М. в. изменяется (возрастает) под действием не слишком интенсивных магн. полей, что приводит к увеличению (на десятки и сотни процентов) скоростей хим. превращений. В результате возникла новая область — спиновая химия. Обнаруженные явления основаны на законе Витнера — сохранении электронного спина и влиянии магн. поля на интеркомбинац. переходы между разл. спиновыми состояниями взаимодействующих молекул.

Аналитические методы расчёта М. в. Для расчёта потенциалов М. в. разработано большое число эмпирич., полуэмпирич. и чисто теоретич. (квантовомеханич.) методов. Обычно расчёты очень трудоемкие и осуществляются на ЭВМ. Основой из них — метод согласованного поля (метод Хартри — Фока) и линейной комбинации молекулярных орбиталей (см. Квантовая химия). При выполнении аддитивности электронных плотностей взаимодействующих фрагментов применим метод модели электронного газа с использованием функционала Томаса — Ферми — Дирака.

Достаточно распространённой задачей является расчёт М. в. двух длинных насыщенных молекулярных цепей, к-рые часто состоят из чередующихся одно-
тичных фрагментов с односторонним распределением

зарядов в каждом из них. В качестве фрагментов могут рассматриваться и отд. атомы либо пары химически связанных молекул. Используя второе приближение теории возмущений, можно рассчитать дисперсионное взаимодействие двух параллельных ценных молекул. Если две одинаковые молекулы состоят из N одинаковых фрагментов, каждый из x -рых взаимодействует с фрагментом др. молекулы, находящимся от него на расстоянии r , то энергия взаимодействия $U(r)$ равна

$$U(r) = -\frac{C}{r^6}$$

что справедливо, если $r \gg l$, где l — размер фрагмента, C — константа. Суммарная энергия взаимодействия молекул длиной L , расположенных на расстоянии R друг от друга, равна

$$U(R) = -\frac{C\delta}{4l^2R^4} \left(3 \arctg \delta + \frac{\delta}{1+\delta^2} \right)$$

($\delta = L/R$). В двух предельных случаях больших и малых δ соответственно имеем:

$$U(R) \approx -\frac{C3\pi N}{8l^2R^4} = -\frac{C3\pi\delta}{8l^2R^4}, \quad R \ll L,$$

и

$$U(R) = -\frac{CN^2}{R^4} = -\frac{C\delta^3}{l^2R^4}, \quad R \gg L.$$

Используя приближенную ф-лу для дисперсионной энергии взаимодействия связей, получим

$$U_{\text{св-св}} = -\frac{\bar{\alpha} \bar{\alpha}'}{\langle \sum_i n_i^2 \rangle + \langle \sum_i n_i'^2 \rangle} \cdot \frac{1}{r^6},$$

где $\bar{\alpha}$ — ср. поляризуемость связи, $\langle \sum_i n_i^2 \rangle$ — кванто-

вомеханич. среднее квадрата суммы электронных координат связи с началом координат в центре тяжести электронного облака. Ниже приведены результаты расчетов (с точностью $\sim 30\%$) дисперсионной константы C (в а. е. м.) взаимодействия связей в углеводородных веществах.

| Связь | $C(S_p^2)-H$ | $C(S_p^2)-C(S_p^2)$ | $C(S_p^2)=C(S_p^2)$ |
|---------------------|--------------|---------------------|---------------------|
| $C(S_p^2)-H$ | 12,2 | — | — |
| $C(S_p^2)-C(S_p^2)$ | 9,485 | 8,200 | — |
| $C(S_p^2)=C(S_p^2)$ | 27,27 | 22,2 | 61,55 |

Вычисление суммарной энергии взаимодействия, напр. двух структурных единиц CH_2 , приводит к выражению

$$U_{CH_2-CH_2} = -\frac{96,9}{r^6} [\text{а. е. м.}] = -\frac{1,34 \cdot 10^3}{r^6} \left[\frac{\text{ккал}}{\text{моль} \cdot \text{А}^6} \right].$$

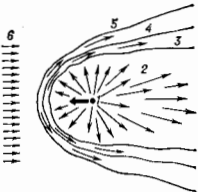
Аналогичные вычисления выполнены и для др. атоматомных потенциалов.

Лит.: Дашевский В. Г., Комфортация органических молекул, М., 1974; Бучаченко А. Л., Химическая поляризация электронов и ядер, М., 1974; Бучаченко А. Л., Сагдеев Р. Э., Салихов К. М., Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях, Новосибир., 1976; Молекулярные взаимодействия от двухатомных молекул до биополимеров, под ред. В. Польмана, пер. с англ., М., 1981; Мусли Я., Новакова О., Куниц К., Современная биохимия в схемах, пер. с англ., М., 1981; А н д р о н и к ш в и л и Ф. Д. ДНК великий абсолютный код, «Жизнь и жизнь», 1988, № 2-3; Киселев А. В., Пощинко Д. П., Яши И. Я., Молекулярные основы адсорбционной хроматографии, М., 1986. Ю. Н. Любитов.

МЕЖПЛАНЕТНАЯ СРЕДА — плазма, нейтральный газ, пыль, ускоренные частицы и магн. поле, заполняющие околосолнечное пространство. Осн. компонентом М. с. является **солнечный ветер** — сверхзвуковой поток плазмы, возникающий в солнечной короне. Область, заполненная солнечным ветром, наз. г е л и о с ф е

р о й (рис.). Положение границ гелиосферы (гелиопаузы) определяется балансом динамич. давлений солнечного ветра $\rho v_1^2(\rho_1 + v_1$ — его плотность и скорость) и межзвёздной среды $\rho v_2^2 + nkT + B^2/8\pi$, где ρ_2 , n и T — плотность, концентрация и темп-ра межзвёзд-

Схема гелиосферы: 1 — Солнце; 2 — область солнечного ветра; 3 — граница гелиосферы (ударная волна); 4 — ударная волна в межзвёздной плазме; 5 — делящая поток плазмы солнечного происхождения и поток межзвёздной плазмы (интерпланетный разрыв); 6 — ударная волна в межзвёздной плазме; 6' — поток межзвёздной плазмы (в системе координат, связанной с Солнцем). Стрелки показывают направление течения плазмы, широкая стрелка указывает направление движения Солнца относительно межзвёздной среды.



ного вещества, B — величина межзвёздной магн. поля в окрестности Солнца, v_2 — скорость Солнца относительно межзвёздной среды (вклад теплового и магн. давления в полное давление солнечного ветра пренебрежимо мал). Согласно оценкам, расстояние до границы гелиосферы в направлении вектора v_2 составляет 50–100 а. е. Скорость Солнца относительно межзвёздной среды составляет 22–25 км/с. Т. к. поток солнечного ветра и поток межзвёздного вещества относительно Солнца являются сверхзвуковыми, в области их взаимодействия должны образоваться две ударные волны и оболочка разогретой растекющейся плазмы. Протяженность гелиосферы и форму её границы с противоположной стороны трудно оценить, т. к. характер процессов в области взаимодействия недостаточно ясен. Некоторые исследователи считают, что в направлении антиапенкса (см. Алекс) гелиосфера может простираться до ~ 4000 а. е.

Осн. источник нейтрального газа в М. с. — межзвёздный газ, свободно проникающий через гелиопаузу. Плотность нейтрального водорода оценивается в $\approx 0,06 \text{ см}^{-3}$, гелия $\approx 0,008 \text{ см}^{-3}$. Эти данные получены в результате анализа измерений интенсивности резонансного рассеяния излучения Солнца в линиях 1216 Å и 564 Å на атомах водорода и гелия соответственно. Траектории нейтральных атомов водорода вблизи Солнца определяются балансом сил гравитат. притяжения и радиат. отталкивания. В период минимума **солнечной активности** преобладает притяжение атомов водорода, в период максимума — отталкивание. В результате атомы водорода (в период минимума активности) и атомы гелия (в к-рых притяжение Солнца преобладает всегда, фокусируются на линии антиапенкса), образуя нейтральный хвост. Так, для гелия возрастание концентрации в результате фокусировки достигает ≈ 5 раз на расстоянии 10 а. е. в направлении антиапенкса. Большинство атомов водорода не долетает к ближайшим к Солнцу объектам из-за сильной ионизации солнечным излучением: уже до орбиты Земли доходит < 10% нейтральных атомов водорода. Размер области ионизации гелия значительно меньше 1 а. е. Ещё один источник нейтральных атомов в М. с. — планеты, их спутники, кометы и межпланетная пыль. Быстрые нейтральные атомы образуются при пересечении ионов солнечного ветра на нейтральных атомах.

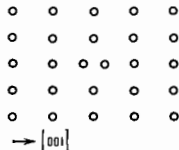
Пылевой компонент межзвёздной среды (видимый с Земли как **зодиакальный свет**) концентрируется в плоскости эклиптики (см. **Координаты астрономические**). Помимо анализа данных о зодиакальном свете, источниками наших знаний о межпланетной пыли являются изучение микрократеров на частях лунного грунта, доставленного на Землю, регистрация ударов пылинков на космич. аппаратах и сбор пыли на больших

(~ 100 км) высот с помощью ракет. Распределение дунных микрометеоритов по размерам даёт сведения о спектре масс и плотности межпланетной пыли и показывает существование как рыхлых (плотность $\rho < 1 \text{ г/см}^3$), так и обычных ($\rho \approx 1-8 \text{ г/см}^3$) пылинки, массы k -рых находятся в диапазоне $10^{17}-10^{-3} \text{ г}$. Полная масса пыли в Солнечной системе (согласно оценкам) составляет $10^{10}-10^{20} \text{ г}$. Собранные с помощью ракет образцы пыли выявили существование рыхлых частиц — агломератов из очень маленьких ($< 0,1 \text{ мкм}$) пылинок (частицы Брауна). Большинство исследователей считает, что осн. источник межпланетной пыли — кометы. Недавние измерения пыли кометы Галлея на космич. аппаратах «Вега» и «Джотто» показали наличие широкого спектра масс пылинок (от 10^{-17} до 10^{-6} г) и, по-видимому, существование рыхлых ($\rho < 1 \text{ г/см}^3$) частиц. По измерениям на спутнике IRAS обнаружены пылевые следы комет, простирающиеся вдоль их орбит на десятки млн. км в обе стороны от ядра.

Ещё один компонент М. с. — энергичные заряды. Частицы галактич. и солнечного происхождения. Галактич. космические лучи с энергией больше 10 МэВ/нуклон диффундируют из межзвёздной среды в область расширяющегося замедленного солнечного ветра. Скорость их диффузии определяется их жёсткостью, структурой межпланетного магн. поля и скоростью солнечного ветра. С изменением солнечной активности меняются скорость диффузии и интенсивность космич. лучей с энергией $< 3 \cdot 10^3 \text{ МэВ/нуклон}$ в Солнечной системе. Частицы большей энергии не подвержены влиянию солнечной активности. Солнечные энергичные заряды, частицы (солнечные космич. лучи) с энергиями обычно $\leq 400 \text{ МэВ}$ генерируются во время солнечных вспышек и в магн. ловушках активных областей. После вспышек они распространяются как вдоль силовых линий межпланетного поля, так и поперёк в результате диффузии на его неоднородностях. Из активных областей происходит утечка энергичных частиц с образованием рекуррентных потоков вдоль силовых линий межпланетного магн. поля. Энергичные частицы генерируются также на фронтах межпланетных ударных волн, как распространяющихся от Солнца по солнечному ветру, так и стоящих в солнечном ветре перед препятствиями — планетами.

Лит.: А. Касофу С. И. Чси же в С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., М., 1975.

МЕЖУЗЕЛЬНЫЙ АТОМ (точечный дефект внедрения) — внедрённый в кристаллич. решётку избыточный (собственный или примесный) атом. Окружающие М. а. атомы (или ионы) смещаются из своих положений равновесия и улаживают решётки и могут изменить зарядовое состояние. Эти смещения и перераспределение электронов определяются из условия минимума свободной энергии кристалла с М. а. Если смещения малы по сравнению с межатомным расстоянием, внедрённый атом занимает одно из междоузлий в решётке и является межузельным в буквальном смысле (напр., С в Fe). В др. случаях



Межузельный атом в гангелевой конфигурации [плотность (110) градиенту кристаллич. кубической решётки].

внедрённый атом, вытесняя атом из угла, образует с ним т. н. гангелев с центром тяжести в узле решётки (рассеяние в л и з в о м е ж д о у з л е). В гангелеевской кубич. решётке [ГЦК] ось гангели ориентирована обычно вдоль [100] (рис.), в объёмноцентриров. ку-

бич. решётке (ОЦК) — вдоль [110]. Третья конфигурация М. а. — *краудинг*. Собственные и примесные М. а. взаимодействуют друг с другом и с др. дефектами, образуя т. н. смешанные гангели и связанные пары Френкеля (вакансии и М. а.), скопления М. а. в виде дислокационных петель и в е д р е н и я и др. Энергии образования разл. конфигураций М. а. мало различаются и составляют обычно неск. эВ. Энергии миграции значительно меньше, чем у вакансий, — сотые и десятые доли эВ. Поэтому М. а. подвижны даже при темп-ре $T < 80 \text{ К}$.

Лит.: Томпсон М., Дефекты и радиационные повреждения в металлах, пер. с англ., М., 1971; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979, гл. 5; Смирнов А. А., Теория сплавов, издательство М., 1979.

МЕЖЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ (ре-ассеяние) — процесс, при к-ром два электрона проводимости в металле и полупроводнике переходят из состояний с импульсами (в единицах \hbar) k_1 и k_2 в состояние с импульсами k' и k'_2 в результате кулоновского взаимодействия. При М. р. происходит передача энергии \mathcal{E} и импульса k от одного электрона к другому, но полная энергия и импульс сохраняются: $\mathcal{E}_{k_1} + \mathcal{E}_{k_2} = \mathcal{E}_{k'} + \mathcal{E}_{k'_2}$ и $k_1 + k_2 = k' + k'_2$. Исключение составляет так называемое М. р. с перебросом, когда $k_1 + k_2 = k' + k'_2 + b$, где b — вектор обратной решётки (см. *Перебросная процесс*). В отличие от них процессы с $b = 0$ наз. нормальными. В полупроводниках и полуметаллах, где $k \ll b$, М. р. с перебросом обычно запрещено, однако в металлах, где $k \sim b$, перебросы существенны.

Нормальные процессы М. р. устанавливают равновесие внутри электронного газа. Это означает, что любое неравновесное распределение электронов по импульсам $f(k)$, созданное выпш. воздействием, под влиянием М. р. трансформируется в т. н. стационарное фермиевское распределение:

$$f_F(k) = \left\{ \exp \left[\frac{\mathcal{E}_k - \hbar k v - \mu_0}{T_e} \right] + 1 \right\}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь T_e и μ_0 — электронная темп-ра и электронный химический потенциал, v — скорость, с к-рой распределение как целое движется относительно кристалла (в системе координат, движущейся со скоростью v , f_F — обычное распределение Ферми с $T = T_e$). Если процессы переброса несущественны, то параметры T_e , μ_0 , v определяются из законов сохранения числа частиц, энергии и импульса.

Распределение (1) устанавливается за время $\tau_{ee}(\mathcal{E})$, в к-рое энергия и импульс перераспределяются между всеми электронами (время релаксации). Для вырожденного электронного газа τ_{ee} определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \alpha_F \frac{\mathcal{E}_F n}{(\hbar k)^2}; \quad \hbar k = (2m^* \mathcal{E})^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{E}_F = m^* e^2 / 2\hbar^2 \epsilon^2$ — боровская энергия, m^* — эффективная масса электрона, ϵ — диэлектрич. проницаемость, n — плотность электронов. Для вырожденного электронного газа

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \alpha_F \frac{\mathcal{E}_F}{\hbar} \left(\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_F}{\mathcal{E}_F} \right)^2,$$

где \mathcal{E}_F — ферми-энергия. Численные множители α_F , α_F зависят от того, какое время релаксации (импульса или энергии), вычисляется.

Оценивая время τ_{ee} при $\mathcal{E} = kT_e$ или $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F = kT_e$, можно найти время установления распределения f_F . Такое распределение устанавливается, только если $\tau_{ee} \ll \tau$ или τ , где τ и τ — времена релаксации электронов по импульсу и по энергии при рассеянии (на дефектах решётки и фононах).

Роль М. р. в кинетик. явлениях иная, чем у рассеяния на дефектах и фононах. Так как М. р. не изменяет полные импульс и энергию, а только перераспределяет

их между электронами, то оно по может быть причинной релаксации импульса и избыточной энергии, к-рые электронный газ получает извне. Поэтому, в частности, М. р. не может обеспечить конечного электросопротивления п. Однако оно может изменить сопротивление, обусловленное рассеянием на решётке, напр. «перенос» импульса в области импульсного пространства, где он слабо релаксирует на дефектах решётки и фононах, в область, где релаксация сильнее. Именно так обстоит дело в случае рассеяния на оптич. фононах с энергией $\hbar\omega_0$ при низких темп-рах $kT \ll \hbar\omega_0$, когда рассеяние на решётке является слабым в области $\delta k < \hbar\omega_0$ и сильным при $\delta k > \hbar\omega_0$.

Если узким местом процесса релаксации является именно перенос импульса по к-пространству за счёт М. р., то

$$\rho^{-1} \sim \frac{ne^2}{m} \tau_{ee}.$$

Из этой ф-лы рассеяние на решётке выпадает, но она справедлива, только если $\tau_{ee} \gg \tau$, и теряет смысл, если рассеяние на решётке полностью «выключить».

М. р. с перебором не сохраняет полный импульс и тем напоминает рассеяние на решётке. Поэтому оно может быть причиной электросопротивления металла. Оценивая τ_{ee} при $\delta - \delta_f \approx T$, получаем $\rho \sim T^2$. К М. р. относят и столкновения носителей заряда разных типов, напр. электронов проводимости и дырок. Такие процессы приводят к выравниванию их темп-р и хим. потенциалов. М. р. проявляется также в процессах ударной ионизации и рекомбинации (см. *Оже-эффект*).

Лит.: Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984, И. Б. Левинсон.

МЕЗОАТОМЫ — атомы, в к-рых один из электронов оболочкой замещён отрицательно заряж. частицей — мюоном (μ^-) или адроном (π^- , К-мезонами, антипротоном и др.). Существование М. было предсказано Дж. А. Уилером (J. A. Wheeler) в 1949 и вскоре подтверждено экспериментально. Радиусы М. в невозбуждённом состоянии $r = 4,3 \cdot 10^{-9} mZ$ см, где Z — заряд ядра, m — приблизительно равно отношению массы частицы к массе электрона. Более точно:

$$r = \frac{m_e}{m_x} (1 + m_x/M),$$

где m_e , m_x — массы электрона и мюона (или адрона), M — масса ядра. Наиб. изучены М., состоящие из ядра водорода и μ^- ($r = 2,8 \cdot 10^{-11}$ см, см. *Мюонный атом*), π^- ($r = 2,2 \cdot 10^{-11}$ см) или K^- ($r = 0,8 \cdot 10^{-11}$ см) (см. *Адронные атомы*).

Л. И. Погожарь.
МЕЗОАННАЯ ФАБРИКА — ускоритель, предназначенный для получения пучков π -мезонов и мюонов (μ^+ , μ^-) высокой интенсивности в широком диапазоне энергий. Поскольку сечения рождения частиц малы (~ 1 мб), то для получения необходимых плотностей потоков π и μ и требуются протонные пучки со ср. значениями токов от десятков мкА до 4 мА.

В настоящее время (1990-е гг.) в М. ф. используются протонные ускорители трёх типов: резонансные линейные ускорители, изохронные циклотроны, фазотроны с большой частотой повторения циклов. На М. ф. наряду с фундам. исследованиями проводится также большой спектр прикладных исследований в области физики твёрдого тела, химии, медицины, биологии и др., имеющих важное народнохозяйств. значение. Характеристики наиб. крупных М. ф. приведены в табл. 1.

В самой сильнейшей из действующих Лос-Аламосской М. ф. генерируются потоки пионов низких (0—300 МэВ) энергий с интенсивностями $3 \cdot 10^9 \pi^+$ /с или $8 \cdot 10^8 \pi^-$ /с и потоки пионов высоких (100—600 МэВ) энергий — $10^{10} \pi^+$ /с или $10^9 \pi^-$ /с. В изохронном циклотроне TRIUMF ускорены ионы H^+ , к-рые перезаряжаются на выходной мишени в протоны.

Табл. 1. — Крупнейшие мезонные фабрики

| Тип ускорителя | Месторасположение | Энергия, МэВ | Средний ток, МА | Вид частиц |
|---------------------------------|-------------------|--------------|-----------------|-------------------|
| Линейный ускоритель LAME | Лос-Аламос, США | 800 | до 1 | π^+ , π^- |
| Линейный ускоритель МФФ АН СССР | Москва, СССР | 600 | до 1 | π^+ , π^- |
| Изохронный циклотрон SIN | Цюрих, Швейцария | 600 | 0,14 | π^+ |
| Изохронный циклотрон TRIUMF | Ванкувер, Канада | 500 | 0,07 | π^+ , π^- |

В сер. 1980-х гг. в ряде центров по ядерной физике начались работы по проектированию т. н. каонных фабрик (К. ф.), представляющих собой ускорит. комплексы для получения высокоинтенсивных протонных пучков (ср. ток 100—150 мкА) с энергией порядка 30—60 Гэв, к-рые при взаимодействии с мишенями могут рождать потоки вторичных частиц: каонов, антипротонов, гиперонов, нейтрино и др. Благодаря высокой интенсивности вторичных пучков возникают широкие возможности исследования редких распадов, получения экзотич. ядер и т. п. В нек-рых случаях К. ф. называют адронными фабриками (Hadron Facility).

Получение в К. ф. интенсивности, превышающих более чем на порядок ср. интенсивность пучков действующих синхротронных протонных, предполагается достигнуть за счёт высокой частоты повторения ускоряющих циклов и применения сильноточных инжекторных комплексов повыш. энергии. Поэтому К. ф. строится по каскадной схеме: инжектор (выходная энергия 500—800 МэВ), быстросцилирующий протонный синхротрон — бустер (выходная энергия 2—7,5 ГэВ), осн. протонный синхротрон. В нек-рых проектах К. ф. для удобства физ. экспериментов предусматриваются также и акцидентальные коллайды (см. *Накопители*), напр. накопит. кольцо (Stretcher) для медленного вывода пучка на мишень.

Действующих К. ф. ещё нет, и разрабатываемые проекты, как правило, привязываются к существующим М. ф. При этом ускорители М. ф. используются как инжекторы в бустер: часть пучковых импульсов поступает в бустер, остальная часть — на физ. эксперимент. Характеристики проектов К. ф., создаваемых на базе М. ф., приведены в табл. 2.

Табл. 2. — Каонные фабрики

| Установка | Месторасположение | Тип инжектора | Характеристики основного протонного синхротрона | | | | |
|-------------|-------------------|----------------------------|---|--------------|------------------------|--------------------------------------|----------------|
| | | | энергия, ГэВ | ср. ток, мкА | частота повторения, Гц | число протонов в импульсе, 10^{10} | длина пучка, А |
| TRIUMF KF | Канада | Изохронный циклотрон | 30 | 100 | 10 | 6 | 2,8 |
| LAMPE-II | США | TRIUMF Линейный ускоритель | 60 | 25 | 12 | 1,3 | 0,5 |
| МФФ АН СССР | СССР | Линейный ускоритель МФФ | 45 | 125 | 8,25 | 12 | 4,0 |

Разрабатываются и др. варианты построения К. ф. Напр., в Японии обсуждается проект адронной фабрики (Japanese Hadron Facility), к-рая должна работать совместно с действующим ускорит. комплексом KEK (протоны, 42 ГэВ) — TRISTAN (встречные пучки e^+e^- , 25 ГэВ). Вновь разрабатываемый комплекс адронной фабрики включает линейный ускоритель протонов

с энергией 1 ГэВ при ср. интенсивности пучка 200 мкА, линейный ускоритель тяжелых ионов с энергией 8 МэВ/дулка и быстроциклирующий синхротрон — бустер с накопит. кольцом типа Stretcher с энергией до 3 ГэВ. В бустере предполагается ускорять как протоны, так и тяжелые ионы. Пучок протонов (3 ГэВ, 200 мкА) будет доускоряться и протонном синхротроне КЕК до энергии 30 ГэВ. На этой адронной фабрике илазируются эксперименты по четырем программам: к а о н и я — эксперименты по редким распадам каонов и гиперядерные эксперименты на каонных пучках; н е й т р о н я — физика конденсиров. сред с помощью каскадных нейтронов; м е а о н и я — ядерная физика с мюонами энергии в неск. ГэВ и изучение свойств конденсиров. сред с помощью мюонов (μSR -метод); а к т и в н ы е я д р а — изучение свойств экзотич. ядер и ускорение этих ядер.

Лит.: Д и т р и е в с к и й В. П., Мезонные фабрики, в кн.: Труды I Международной школы молодых ученых по проблеме ускорителей заряженных частиц. Углерод, 4—15 сентября 1975, Дубна, 1976; М у р и н В. П., Линейные ускорители для мезонных фабрик, там же; Proceedings of the International Workshop on Hadron Facility Technology, Santa Fe, Feb. 2—5, 1987 (LA—11130—C). В. П. Мурин.

МЕЗОННАЯ ХИМИЯ — метод изучения структуры вещества, к-рый использует свойства мюонов (μ^+), π^- и K^- -мезонов для получения данных об электронной оболочке молекул, кристаллич. и магн. структуре веществ, скоростях хим. реакций и т. д. Возник в 1960-х гг. В М. х. можно выделить четыре осн. направления исследований: π^- и μ^- -мезонная химия, изучение поведения μ^+ в веществе и реакций мюония (связанной системы μ^+e^-).

В основе π^- -мезонной химии лежит использование ядерной реакции перезарядки π^- на ядрах водорода: $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$. Вероятность W этой реакции осн. сильно зависит от заряда Z (в единицах заряда протона) а-дра атома Z , с к-рым связан водород в соединении Z_nH_n , и равна $W(Z_nH_n) \approx a(n/M)^2$. Кроме того, коэф. a в этой ф-ле даже при одном и том же Z зависит от типа хим. связи между атомами N , в частности от степени ионности (полярности) связи. Т. о., π^- -мезонный метод позволяет надбжно отличить химически связанный водород от свободного. Напр., для аммиака NH_3 и эквивалентной ему механик. смеси $N_2 + 3H_2$ измеренное отношение

$$W(NH_3)/W(N_2 + 3H_2) \approx 1/10.$$

Коэф. a зависит также от физ. состояния облучаемого π^- -мезонами вещества. Напр., при нагревании воды от комнатной темп-ры до темп-ры $\approx 400^\circ C$ коэф. a увеличивается примерно вдвое.

В основе μ^- -мезонной химии лежит измерение энергии и интенсивностей отд. линий рентг. серий мюонийз атомов разл. хим. элементов. При захвате μ^- на возбужденных уровнях и последующих переходах в осн. состоянии μ^- -атома испускаются характерные для каждого элемента γ -кванты. Энергия излучаемых мезорентгеновских серий является характеристикой хим. элемента, ядро к-рого вместе с мюоном образует мезоатом. Такой спектральный анализ элементного состава вещества по существу ничем не отличается от обычного спектрального анализа. Однако, в отличие от рентг. серий обычных атомов, отнесен. интенсивность отд. линий рентг. серий мезоатома зависит от вида хим. соединения, в к-рое входит исследуемый элемент. Это свойство рентг. излучения μ^- -атомов положено в основу идеи нового метода анализа вещества в закрытых контейнерах, к-рый в принципе позволяет определить не только элементный состав образца, но также и вид хим. соединения, составленного из этих элементов. Используя мюоны малых энергий, можно изучать также свойства и хим. состав поверхностей.

При изучении свойств вещества с помощью μ^+ и мюония (Mu) используются наличие спина у мюона и электрона, а также факт несохранения чётности при

распаде $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Направление вылета e^+ в этой реакции коррелировано с направлением спина μ^+ . Поэтому в магн. поле вследствие прецессии спина мюона с частотой $\omega_p = eH/m_\mu c$ (где H — напряжённость магн. поля, m_μ, e — масса и заряд мюона) периодически меняется также интенсивность позитронов, вылетающих в нек-ром фиксиров. направлении (рис.); это даёт возможность следить за направлением

Схема наблюдения спина мюона (μ^+). Магнитное поле перпендикулярно направлению вылета позитрона; толстая стрелка — направление спина μ^+ .



спина μ^+ . Т. о., μ^+ , а также мюоний представляют собой, по существу, меченые атомы (см. *Изотопные индикаторы*), за движением к-рых можно проследить от момента их рождения до момента распада. В частности, локальные магн. поля в кристалле взаимодействуют со спином μ^+ и изменяют картину прецессии его спина, что позволяет делать заключения о величине и распределении внутр. магн. полей в кристалле, изучать диффузию мюонов в кристаллах, обнаруживать фазовые переходы с изменением магн. структуры и т. д. Метод изучения свойств вещества с помощью μ^+ наз. μSR -методом (muon spin rotation), получившим широкое распространение (см. *Мюоний спиновой релаксации метод*).

Мюоний является аналогом атома водорода, поэтому, исследуя реакции мюония, можно сделать заключения о реакциях атомарного водорода. Т. к. спин мюония (в ортосостоянии) равен 1, а приведенная масса приближ. равна массе электрона, частота его прецессии составляет $\omega_p \approx eH/2m_\mu c$. При вступлении мюония в хим. реакцию связь между μ^+ и e^- разрывается и характер прецессии резко меняется, что позволяет определить абс. скорости хим. реакций мюония, а следовательно, и реакций атомарного водорода. С помощью мюония удалось моделировать состояние водородного атома в полупроводниках, растворах и т. д.

Развитие получает также мюонная химия сложных атомов. Напр., при захвате μ^- на орбиту мезоатомов неона и аргона образуются мезоатомы соответственно с электронными оболочками атомов фтора и хлора. Взаимодействие спинов мюона и нераспаренного электрона атомных оболочек этих галогенов приводит к тому, что в магн. поле их суммарный магн. момент прецессирует с частотой мюония. Наблюдение этой прецессии позволяет измерять абс. скорости реакций атомов фтора, хлора и т. д.

Лит.: Герштейн С. С. и др., Мезоатомные процессы и модель больших мезомолекул, «УФН», 1969, т. 97, с. 3; Гольдманский В. И., Фирсов В. Г., Химия новых атомов, «Успехи химии», 1971, т. 40, в. 8, с. 1333; Мюон физикс, в. 3, ed. by V. W. Hughes and C. S. Wu, N. Y., 1975; Экотте атома, 79, N. Y., 1980; К и р и л о в а - У г р о м о в В. Г., Н и к и т и н Ю. П., С е р г е е в Ф. М., Атомы и мезоны, М., 1980.

Л. Н. Пономарёв.

МЕЗОНЫ — адроны, не обладающие *барьонным числом* и имеющие целочисленный спин. Как у всех адронов, *лептонные числа* M равны нулю. Назв. « M » происходит от греч. слова *mésos* — средний, промежуточный; исторически это связано с тем, что масса первых из обнаруженных M — *пи-мезонов* — оказалась промежуточной по величине между массами электрона и протона. В дальнейшем выяснилось, что такое значение массы не является отличиям. признаком M . (масса M может быть во много раз больше массы протона m_p).

По совр. представлениям, M — сложные системы, построенные (в осн.) из пары частиц со спином $1/2$ — *кварка* и *антикварка* (qq), вообще говоря, различных по своей природе, и небольшой примеси *глюонов*. В редких случаях M могут быть построены из неск. кварк-антикварковых пар (двух и более). Согласно предкааниям *квантовой хромодинамики*, могут существовать также M , построенные из глюонов. Такие M наз. *глюо-*

болели или глюони стимии. Благодаря квантовым переходам глободы должны содержать примесь кварк-антикварковых состояний.

Типы кварка и антикварка, входящих в пару, образующую M , взаимная ориентация спинов пара, а также характеристики их относительного движения целиком определяют все квантовые числа и характерные массы M . Так, спин M равен $L + S$, где L, S — орбитальный момент и суммарный спин пары ($q\bar{q}$); чётность $P = (-1)^{L+1}$; зарядовая чётность (для истинно нейтральных M) $C = (-1)^{L+S}$. В настоящее время известны шесть типов кварков: u, d, s, c, b, t (и соответствующих антикварков), причём $m_u \approx m_d \ll m_s \ll m_c \ll m_b \ll m_t$. M , построенные из u и \bar{d} (или из \bar{u} и d), образуют семейство обычных M ; к ним относятся, в частности, π, ρ, ω . Их массы, как правило, меньше массы протона. Если в обычных M u или \bar{d} заменить на s (\bar{s}), c (\bar{c}), b (\bar{b}) или t (\bar{t}), то возникают семейства соответственно странных, очарованных, красных (предельных), истинных M . Причём по мере увеличения массы кварков, определяющих тип семейства M , нарастают ср. массы соответствующих мезонных семейств. Так, массы странных M в ср. больше масс обычных M , массы очарованных M в ср. больше масс странных M и т. д. Массы очарованных M составляют уже ок. $2m_p$, предельных — ок. $5m_p$, истинных M — ок. $50 m_p$. Комбинации $s\bar{s}, c\bar{c}, b\bar{b}, t\bar{t}$ образуют M соответственно со скрытой странностью, очарованием, красотой, истинностью, в ряде отношений отличающиеся от обычных M . (см. *Кварковая*). Возможны также гибридные комбинации кварков-антикварков $s\bar{c}, \bar{c}b, \bar{c}b$ и т. п., порождающие странно-очарованные, странно-предельные, очарованно-предельные и др. M .

Все M . — нестабильные частицы, распадающиеся либо на совокуность более лёгких M , либо на более лёгкий M и лептонную пару, либо (обычные M . — на лептонную пару или (нейтральные) на два Y -кванта.

Табл. M и их кварковый состав см. в ст. *Элементарные частицы*.

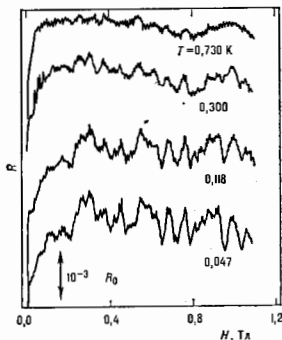
А. А. Поляр.

МЕЗОСКОПИКА — совокуность явлений, наблюдающихся в телах конечных размеров, содержащих микроскопич. неоднородности, связанных с неусреднёнными свойствами тел по разл. реализациям случайных неоднородностей. Проявляется в том, что у тел, обладающих одинаковыми геом. размерами, концентрацией примесей, темп.-рой и др. макроскопич. параметрами, ряд свойств различен. Напр., отличие сопротивлений R конкретного образца от значения \bar{R} , полученного усреднением по множеству одинаковых образцов, но с индивидуальными для каждого образца пространственным расположением неоднородностей. Это отличие наз. мезоскопич. флуктуациями и δR . В образцах большого объёма V мезоскопич. флуктуации малы: $\bar{R}^2 \sim 1/V$, и для не слишком больших δR имеет место Гаусса распределение. При уменьшении размеров тела L флуктуации возрастают, пока $L > L_c \gg a$, где a — межатоомное расстояние, а L_c определяет размер области больших мезоскопич. флуктуаций. При $L \ll L_c$ величина δR^2 не зависит от L и флуктуации распределения δR (в общем случае) отличаются от гауссовской [1].

Мезоскопич. явления примечательны тем, что благодаря им тело конечного размера обнаруживает свойства, не проявляющиеся в ср. характеристиках. Так, макроскопически изотропное (и негиротропное) тело в результате включения в него случайных неоднородностей тернет и изотропно, и центр инверсии. В результате мезоскопич. флуктуаций в таком теле возможны фотоплазмонический эффект, генерация чётных гармоник, анизотропия сопротивления и т. п.

Изменяя внеш. условия (магн. и электр. поля, давление и т. д.), можно изменять и \bar{R} и δR . При этом за-

висимость, напр., от магн. поля H ср. сопротивления $\bar{R}(H)$ одинакова для всех макроскопически одинаковых образцов (см. *Магнетосопротивление*), а зависимость $\delta R(H)$ отражает индивидуальность образца. В ряде случаев масштаб H , на к-ром изменяется $\delta R(H)$, значительно меньше, чем для $\bar{R}(H)$. При этом зависимость $R(H)$ имеет вид нерегулярных осцилляций на фоне гладкой кривой (рис.). Нерегулярные осцилляции вос-



производимы и не зависят от предельной (от того, как изменялось H , прежде чем оно достигло данного значения). При этом ср. значение \bar{R} по возможным реализациям совпадает со средним по полю H (см. *Эргодическая теория*):

$$\bar{R}(H) = \lim_{\Delta \rightarrow \infty} \frac{1}{2\Delta} \int_{-\Delta}^{+\Delta} R^2(H + \delta) d\delta.$$

Производная $\partial R/\partial H$ даже в условиях, когда $\delta R \ll \bar{R}$, может полностью определяться мезоскопич. флуктуациями. Напр., для коэф. термод. α , к-рый определяется логарифмич. производной сопротивления по химическому потенциалу μ : $\alpha \sim \partial \ln R(\mu)/\partial \mu$, возможна ситуация, когда α в осн. определяется M . В этом случае α имеет произвольный знак и нерегулярным осциллирующим образом зависит от H .

Мезоскопич. эффекты следует учитывать в экспериментах и в практич. приложениях, если L_c сравнимо с размерами образца L . Впервые условие L_c порядка неск. мкм было осуществлено в металлах при низких темп.-рах. Благодаря когерентным эффектам при $L \ll L_c \ll \sqrt{D\hbar kT}$, где D — коэф. диффузии электронов, $\delta R^2 \sim [e^2(\bar{R})^2/h]^2$. Наив. ярким проявлением когерентной M является периодич. зависимость сопротивления металлич. кольца от пронизывающего его магн. потока Φ с периодом $2\pi\hbar/e$ (Ааронова — Бома эффект для сопротивления). Такие осцилляции, наблюдавшиеся экспериментально, происходят только за счёт мезоскопич. флуктуаций, имеют случайную фазу и усредняются, если вместо кольца использовать длинный цилиндр.

Мезоскопич. явления возможны в электронных приборах, в к-рых применяется туннелирование электронов через потенц. барьер (см., напр., *Туннельная диода*). Барьеры, как правило, оказываются неоднородными, их прозрачность определяется редко расположенными участками малой толщины барьера (проколлами). Ср. расстояние между соседними проколами L_c велико, и для не слишком большой площади барьера $S \ll L_c^2$ его прозрачность испытывает гигантские мезоскопич. флуктуации как ф-ция напряжения или магн. поля H [2].

Фундаментальная важность мезоскопии, явлений связанна с тем, что они позволяют проследить переход от явлений на атомном уровне (микроскопии) к физике макроскопии. Образцов. Прикладное значение М. состоит в том, что с М. связан теоретич. предел миниатюризации электронных приборов, а также в возможности наблюдения событий, происходящих в атомном масштабе (напр., диффузионное смещение отд. атомов), но изменению свойств образцов с размерами L_c .

Лит.: 1) Washburn S., Webb R. A., Aharonov-Bohm effect in normal metal quantum coherence and transport, «Adv. Phys.», 1986, ч. 35, p. 375; 2) Ра в к М. Э., Р у з и И., Физика прозрачности случайно-неоднородных барьеров конечной площади, «ЖЭТФ», 1987, т. 92, с. 2257. Д. Е. Хмельницкий.

МЕЗОСФЕРА (от греч. μέσος — средний и σφαίρα — шар) — слой атмосферы, расположенный между *стратосферой* и *термосферой* на высотах примерно от 50 до 80–90 км. Темп-ра T в М. понижается с высотой з. т. 260–280 К у её основания до 170–200 К вблизи т. в. м. е. в о п а у з — переходного слоя от М. к термосфере. В Сев. полушарии зимняя М. в ср. на 20–40 К теплее летней. Вблизи М. в высоких широтах летние темп-ры могут быть ниже зимних на 40–60 К или даже более. Ветер в М. чаще всего дует прил. вдоль широтных кругов; летом он восточный, зимой западный. Набл. скорости локализуются вблизи $z = 60–70$ км, где они равны 50–60 м/с летом и 70–80 м/с зимой. Летом в средних и высоких широтах на высотах 78–94 км из-за чрезвычайно низких здесь темп-р воздуха иногда возникают т. н. серебристые облака, состоящие из ледяных кристалликов. Форма этих облаков свидетельствует о наличии на них стоячих волн с длиной до деск. десятков км, а также крупных квазистационарных вихревых образований. Газовый состав М., как и нижерасположенных ятн. слоев, постоянен и содержит ок. 80% N_2 и 20% O_2 , т. е. М. является частью гомосферы. В верхней М. расположена б. ч. облака Д. ионосферы.

Лит.: Оксан-атмосфера. Энциклопедия, пер. с англ., Л., 1983; Х р г и я н А. Х. Физика атмосферы, М., 1986; Б р а с с е Г., С о л о м о н С., Аэрономия средней атмосферы, пер. с англ., Л., 1987. С. М. Шметер.

МЕЙСНЕРА ЭФФЕКТ — вытеснение пост. магн. поля в массивного проводника, когда последний становится сверхпроводником, одно из фундам. свойств *сверхпроводимости*. М. э. экспериментально обнаружен Ф. В. Мейснером (F. W. Meißner) и Р. Оксфельдом (R. Ochsensfeld) в 1933.

М. э. исчезает при полном переходе сверхпроводника в нормальное (несверхпроводящее) состояние.

Благодаря возможности существования незаужающих токов в сверхпроводнике внеш. магн. поле проникает в сверхпроводящими токами, текущими вблизи поверхности образца (мейснеровскими токами) в слое толщиной порядка *глубины проникновения* магн. поля (см. *Лондон уравнение*). Состояние с незаужающими поверхностями токами, препятствующими проникновению магн. поля в толщу сверхпроводника, соответствует минимуму свободной энергии, включающей энергию магн. поля, кинетич. энергию сверхпроводящих электронов и энергию свехпроводящей конденсации. Характерные значения глубины проникновения магн. поля составляют доли микрометра, поэтому поле практически не проникает в массивный сверхпроводник; магн. индукция B в нём равна нулю. В силу соотношения $B = H + 4\pi M$ между индукцией B , напряжённостью магн. поля H и намагниченностью M последней при $B = 0$ оказывается равной $M = -H/4\pi$, т. е. сверхпроводник в мейснеровском состоянии ведёт себя как идеальный *диамагнетик* с восприимчивостью $\chi = -1/4\pi$.

Полный М. э. существует в интервале напряжённостей магн. поля, не превосходящих *критического магнитного поля*, при к-ром происходит полное или частичное разрушение сверхпроводимости. Неполный М. э. наблюдается как в сверхпроводниках 1-го рода в про-

межуточном состоянии, когда магн. поле проникает в образец чеера области, занятые нормальной фазой, так и в сверхпроводниках 2-го рода в интервале полей от H_{c1} до H_{c2} (*смешанное состояние*), когда магн. поле проникает в сверхпроводник в виде вихрей, несущих квант магн. потока (см. *Квантование магнитного потока*).

При охлаждении образца, находящегося в магн. поле, до темп-ры ниже критич. темп-ры свехпроводящего перехода происходит выталкивание магн. потока из образца. При этом содержащее магн. поток области нормальной фазы или квантованные вихри стремятся выйти из сверхпроводника, перемещаясь из глубины к поверхности образца. В материалах, обладающих дефектами кристаллич. решётки, такое движение магн. потока может быть затруднено, что будет приводить к «замораживанию» магн. потока в образце.

Лит.: Л я н а ю у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Электродинамич. свойства сред, 2 изд., М., 1982; Д е Ж и е н П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1966; Р о з у н И. С. А., Р о д е р и к Е., Введение в физику сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1972. Н. Б. Лоткин.

МЕЛЛЕРОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — процесс упругого рассеяния электрона на электроне, описываемый низшим порядком теории возмущений в квантовой электродинамике (КЭД). Указанный процесс изображается двумя *Фейнмановскими диаграммами*. В этом приближении не учитываются *радиационные поправки*, а также излучение мягких фотонов, к-рым всегда сопровождается процесс рассеяния заряд. частиц.

Релятивистски-инвариантное выражение для дифференци. сечения М. р. получается согласно известным правилам вычисления элементов S -матрицы в КЭД (использована система единиц, в к-рой $c = 1$):

$$d\sigma = r_e^2 \frac{4\pi m^2 dt}{s^2(4-m^2)} \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{s^2 + u^2}{2} + 4m^2(t-m^2) \right] + \frac{1}{4} \left[\frac{s^2 + t^2}{2} + 4m^2(u-m^2) \right] + \frac{1}{4} \left(\frac{s}{2} - 3m^2 \right) \left(\frac{s}{2} - 3m^2 \right) \right\},$$

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - q_1)^2, \quad u = (p_1 - q_2)^2,$$

$$p_1 + p_2 = q_1 + q_2, \quad p_1^2 = p_2^2 = q_1^2 = q_2^2 = m^2,$$

где p_1, p_2 и $q_1, q_2 = 4$ -импульсы электронов в начальном и в конечном состояниях, m — масса электрона, $r_e = e^2/4\pi m \approx 2.82 \cdot 10^{-13}$ см — классич. радиус электрона (e — заряд электрона).

Вводя угол рассеяния θ и энергию электронов ϵ в центре центра масс, где $p_1 = -p_2 = p$, $(p_1, q_1) = p^2 \cos^2 \theta/2$, $\epsilon^2 = p^2 + m^2$, $s = 4\epsilon^2$, $t = -4p^2 \sin^2(\theta/2)$, $u = -4p^2 \cos^2(\theta/2)$, получим ф-лу Мёллера [Н. К. Мёллер (Ch. Möller), 1932]:

$$d\sigma = r_e^2 \frac{1 + \beta^2}{4\beta^2 v^2} \left[\frac{4}{\sin^2 \theta} - \frac{3}{1 + \beta^2} + \left(\frac{1 + \beta^2}{1 + \sin^2 \theta} \right)^2 \left(1 + \frac{4}{\sin^2 \theta} \right) \right] d\Omega,$$

где $v = \epsilon/m = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = |p|/\epsilon$, $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ — элемент телесного угла.

В нерелятивистском пределе $\gamma \rightarrow 1$, $\beta \ll 1$, $v = p/m$ это выражение переходит в *Резерфорда формулу* с учётом *обменного взаимодействия* (из-за тождественности электронов) в *барновском приближении* [Н. Ф. Мотт (N. F. Mott), 1930].

$$d\sigma = \frac{e^4}{(16\pi m^2 v^2)^2} \left[\frac{1}{\sin^4(\theta/2)} + \frac{1}{\cos^4(\theta/2)} - \frac{1}{\sin^2(\theta/2)\cos^2(\theta/2)} \right] d\Omega.$$

Для перехода в лаб. систему отсчёта, в к-рой один из электронов покоится, нужно ввести соответствующие нормальные (θ', ϕ') с помощью соотношений

$$\cos \theta = \frac{2 - (\gamma' + 3) \sin^2 \theta'}{2 + (\gamma' - 1) \sin^2 \theta'}, \quad 2\gamma' = \gamma' + 1, \quad \frac{4\beta'^2 \gamma'}{1 + \beta'^2} = (\beta')^2 \gamma'^2.$$

В рамках стандартной модели *электрослабого взаимодействия*, кроме диаграмм одифотонного обмена (рис.), имеются также диаграммы с обменом нейтральным про-

междуточными векторами спинной зоной Z^0 . Однако их вклад в сечение рассеяния электронов из-за большой массы Z^0 -бозона мал.

Лит.: Жаучс Ж. М., Ротшич Ф., The theory of proton and electron, 2-е изд., М., У., 1980; Берестетский В. Б., Дифиш и Е. М., Пилатевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989. Р. Н. Фаустов.

МЕЛЛИНА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — интегральное преобразование, переводящее кусочно-непрерывную функцию $f(x)$ в Φ -цию

$$F(k) = \int_0^{\infty} f(x) x^{k-1} dx, \quad k = p + iq,$$

аналитическую в полосе $\sigma_1 < p < \sigma_2$, где положит. числа σ_1 и σ_2 находят из условия сходимости интегралов $\int_0^{\infty} |f(x)| x^{\sigma_1-1} dx$ и $\int_1^{\infty} |f(x)| x^{\sigma_2-1} dx$. Обратное М. п.

даётся Φ -лой

$$\frac{1}{2} [f(x+0) + f(x-0)] = \frac{1}{2\pi i} \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{\nu-iR}^{\rho+iR} F(k) x^{-k} dk.$$

М. п. введено Р. Я. Меллином (R. H. Mellin, 1896) и сводится к Лаласа преобразованию подставкой $x = \exp(-z)$. М. п. применяют для решения плоских задач теории упругости, теплопроводности, электростатики и др., а также для анализа интегралов, связанных с Фейнмана диаграммами, в теории перенормировок.

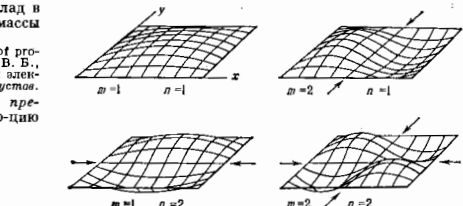


Рис. 1. Форма первых четырех собственных колебаний прямоугольной мембраны; стрелками указаны узловые линии.

Собств. частоты ω_{mn} колебаний круглой М. (рис. 2) радиуса a могут быть найдены из ур-ния

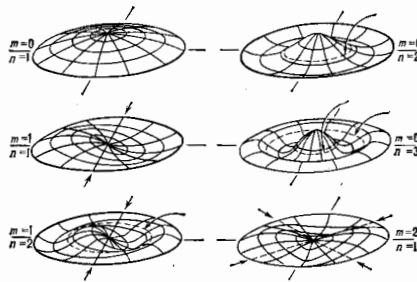


Рис. 2. Форма круглой мембраны для некоторых собственных колебаний; стрелками указаны узловые линии.

$$J_k(\omega_{kl} a \sqrt{\frac{\rho}{T}}) = 0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots; l = 1, 2, 3, \dots),$$

где J_k — Φ -ция Бесселя 1-го рода k -го порядка, а k и l — числа узловых диаметров и узловых окружностей соответственно. В случае круглой М. ни один из оборотов не является гармоничной осн. частотой ω_{01} .

Вынужденные колебания М. происходят с частотой внх. воздействия, при совпадении k -рой с одной из собств. частот имеет место резонанс. М. представляет собой излучатель звука с неравномерным распределением колебат. скорости по поверхности. Излучение М., возбужденной на осн. частоте, обладает меньшей направленностью, чем излучение на той же частоте поршневой диафрагмы той же конфигурации.

Лит.: Стретт Дж. В. (Горд Радей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1955; Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949; Скучик К. Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 1, М., 1958. С. В. Егерев.

МЕНДЕЛЕВИЙ (Mendelevium), Md, — искусственно полученный радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 101, относится к актиноидам. Известны изотопы М. с массовыми числами 248—252 и 254—259, наиб. устойчив α -радиоактивный ^{258}Md ($T_{1/2} = 55$ сут.). Открыт в США в 1955 по ядерной реакции $^{253}\text{Es}(\alpha, n)^{258}\text{Md}$. Предполагаемая электронная конфигурация трёх внх. оболочек $5f^6 6d^2 7s^2$. По оценке, энергия ионизации 6,5 эВ, радиусы ионов Md^+ , Md^{2+} и Md^{3+} равны соответственно 0,119, 0,1045 и 0,092 нм. Электроотрицательность 1,20.

С. С. Вервесов.

МЕНИСК (от греч. meniskos — полумесяц). 1) В молекулярной физике — искривленная граница раздела двух фаз (жидкости и пара или двух раз-

МЕМБРАНА (от лат. membrana — кожа, перепонка) — гибкая тонкая плёнка, приведенная внх. силами в состояние натяжения и обладающая вследствие этого упругостью. М. относится к двумерным колебат. системам с распределёнными параметрами. Упругость М. зависит только от её материала и натяжения в отличие от пластинки, упругость k -рой определяется её материалом и толщиной. Отличит. особенностью М.—необходимость её закрепления по внх. контуре. Примерами М. являются кожа, натянутая на барабан, тонкая фольга, играющая роль подвижной обкладки конденсаторного микрофона, и др.

Пренебрегая рассеянием энергии, колебания однородной, равномерно натянутой М. можно описывать ур-нием

$$\Delta \eta - \frac{\rho}{T} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = 0,$$

где η — смещение элемента поверхности М. от положения равновесия в направлении нормали к плоскости натяжения, ρ — поверхностная плотность М., T — натяжение, Δ — оператор Лаласа. Граничные условия для М. $\eta = 0$ на внх. контуре; в качестве нач. условий задается распределение смещений и скоростей точек поверхности М. в нач. момент времени $t = 0$. Собственные (свободные) колебания М. представляют системы стоячих волн. Участки М., колеблющиеся с противоположными фазами, разделяются узловыми линиями. Совокупность собств. частот колебаний М. составляет дискретный спектр. Для прямоугол. М. (рис. 1) со сторонами a и b собств. частоты выражаются Φ -лой

$$\omega_{mn} = \pi \sqrt{\frac{T}{\rho}} \sqrt{\frac{n^2}{a^2} + \frac{m^2}{b^2}} \quad (m, n = 1, 2, 3, \dots).$$

Частота ω_{11} является основной (наименьшей); обертоны ω_{21} , ω_{31} и т. д. являются гармониками осн. частоты. Случай $a = b$ (квадратная М.) наз. вырожденным, в квадратной М. возможно простое гармонич. движение в форме бегущих волн, при этом узловые линии в течение периода последовательно принимают разл. конфигурации.

породных жидкостей) вблизи границы их соприкосновения с твёрдым телом (напр., у стенок сосуда). В капиллярных трубках в инерциальных системах отсчёта для изотропных фаз М. имеет сферич. форму — вогнутую при наличии смачивания и выпуклую при его отсутствии. Давление паров над вогнутой поверхностью ниже, а над выпуклой выше, чем над плоской границей раздела; разность этих давлений наз. *лапласовским давлением*. Радиус М. связан с лапласовским давлением *Лапласа уравнением*. Существованием лапласовского давления объясняются всасывание жидкости в капилляры, капиллярная конденсация и др. *капиллярные явления*.

2) В оптике — выпукло-вогнутая линза, ограниченная двумя сферами. Поверхностями; один из наиб. распространённых типов *линз*. М., толщина к-рого к центру больше, чем на краях, — собирающая линза; при толщине, на края большей, чем в центре, — рассеивающая линза. М. используется в очках, в объективах (в качестве пасадочных линз для изменения фокусного расстояния), для компенсации аберраций оптич. систем (см. *Менисковая система*).

МЕНИСКОВАЯ СИСТЕМА — разновидность *зеркально-линзовых систем*, в к-рой для компенсации аберраций зеркала (или зеркала) используется расположенный перед ним мениск (выпукло-вогнутая или вогнуто-выпуклая линза). М. с. изобретены в 1941 Д. Д. Макустовым и независимо Д. Габором (D. Gabor). Простейшая М. с., называемая также *системой Макустова* (рис. 1), состоит из одного ахроматич. мениска и сферич. вогнутого зеркала. Мениск обладает малой *оптической силой*, и его осн. назначение — компенсировать *сферическую аберрацию* зеркала. При определ. соотношении $[(R_1 - R_2)/d \approx 0,6]$ между радиусами R_1 и R_2 оптич. поверхности мениска и толщиной мениска d достигается ахроматизация, что мениск; s — сферическое

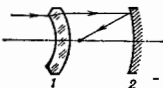


Рис. 1. Простейшая менисковая система: 1 — выпуклый мениск; 2 — сферическое зеркало.

обеспечивает получение высококачествен. изображения в широкой области спектра. Кому исправляют подбором расстояния между мениском и зеркалом. Для М. с. на рис. 1 это расстояние примерно равно её фокусному расстоянию. Прототипом простейшей М. с. является зеркально-линзовый объектив Шмидта, по сравнению с к-рым М. с. более технологична (т. к. все оптич. поверхности сферические) и обладает в 2 раза меньшей длиной. Существ. недостаток простейшей М. с. — наличие значит. *кривизны поля изображения*, радиус к-рого примерно равен фокусному расстоянию М. с. Применение М. с. в качестве объективов астр. телескопов (т. н. менисковых *телескопов* или *телескопов Макустова*) целесообразно при отн. отк. объективах 1:2 и фокусных расстояниях, не превышающих 2 м.

Широко распространение получили М. с. в качестве телеобъективов для зеркальных фотоаппаратов. На рис. 2 представлен менисковый телеобъектив МТО-500 с фокусным расстоянием 500 мм и отк. от отверстием 1:8, представляющий собой двухзеркальный объектив типа Кассегрена (см. *Объектив*) с 2 компенсаторами: менисковым (1) и двуклинновым (2), расположенным в сходящемся пучке лучей и устраняющим кривизну поля изображения.

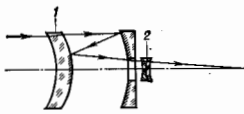


Рис. 2.

Лит.: Волосов Д. С., Теория менисковых систем, ИТФ, 1943, т. 15, в. 1—2. А. П. Грамматин.

МЕРА ДИСПЕРСИИ (DM) — величина, определяющая запаздывание импульсов излучения космич. объектов. Задержка радиоизлучения обусловлена тем, что показатель преломления плазмы зависит от длины волны λ (см. *Дисперсия волн*). Длинные волны распространяются медленнее коротких, поэтому сигнал, излученный одновременно на разных λ , приходит к наблюдателю на длинных волнах позже, чем на коротких. Величина запаздывания

$$\Delta t = \frac{e^2 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}{2\pi m c^3} DM \approx 4,6 \left(\lambda_1^2 - \lambda_2^2 \right) DM [\text{мкс}],$$

где λ выражена в см. М. д. равна полному числу электронов на луче зрения (от объекта до наблюдателя) в столбике сечением 1 см²

$$DM = \int_0^L N_e dl = \bar{N}_e L,$$

где N_e — концентрация электронов, dl — элемент длины вдоль луча зрения, \bar{N}_e — ср. значение N_e , L — расстояние до области генерации излучения. Обычно L измеряют в парсеках, а N_e в см⁻³, так что единичный М. д. служит пк/см³. Единств. типом астрофиз. объектов, для к-рых запаздывание импульсов поддается измерениям, являются пульсары. Обычно для пульсаров $10 \text{ пк/см}^3 \lesssim DM \lesssim 500 \text{ пк/см}^3$. Т. к. наблюдения всегда ведутся в некр-ой полосе длин волн, наличие запаздывания мешает изучению тонкой временной структуры импульсов пульсаров.

Осн. часть М. д. набирается в межзвёздном газе. Поэтому измерение М. д. даёт возможность изучать распределение электронов в межзвёздном газе Галактики. Н. Г. Бочкарёв.

МЕРКУРИЙ — ближайшая к Солнцу большая планета Солнечной системы. Ср. расстояние от Солнца 0,387 а. е. (57,9 млн. км). Эксцентриситет орбиты 0,2056 (расстояние в перигелии 46 млн. км, в афелии 70 млн. км). Наклон плоскости орбиты к эклиптике 7°. Период обращения М. вокруг Солнца (меркурианский год) 87 сут 23 ч 16 мин. Фигура М. близка к шару с радиусом на экваторе (2440 ± 2) км. Масса М. $\approx 3,34 \cdot 10^{23}$ кг (0,054 массы Земли). Ср. плотность 5440 кг/м³. Ускорение свободного падения на поверхности М. 3,7 м/с². Средняя *космическая скорость* на М. 3 км/с, вторая — 4,3 км/с. Период вращения М. вокруг своей оси равен 58,6461 ± ± 0,0005 сут. Он соответствует устойчивому режиму, при к-ром период вращения равен 2/3 периода орбитального обращения (58,6462 сут). В этом случае малая ось эллипсоида инерции планеты при прохождении ею перигелия совпадает с направлением на Солнце. Это — вариант резонанса, вызванного действием солнечного притяжения на планету, распределение массы внутри к-рой не является строго концентрическим. Определяемая совокупным действием вращения и обращения по орбите длительность солнечных суток на М. равна трём звёздным меркурианским суткам, или двум меркурианским годам, и составляет 175,92 ср. земных суток. Наклон экватора к плоскости орбиты незначителен ($\approx 3^\circ$), поэтому сезонные изменения практически отсутствуют.

Поверхность М. довольно тёмная: показатель цвета соответствует тёмно-бурой окраске. Видимый контраст деталей несколько меньше, чем в случае контрастов «морских» и «материковых» участков на Луне. Визуальное альbedo равно 0,056, интегральное — 0,09. Кривые изменения относительной яркости в зависимости от угла фазы для М. и Луны практически совпадают, спектральная отражат. способность с возрастанием длины волны до 1,6 мкм увеличивается. Эти данные позволяют предполагать, что поверхность М. покрыта раздробленным веществом базальтового типа, подобным лунно-

му регулюти (см. Луна); причной низкого альbedo может быть обогащённая регулита железом и титаном. Радиоастр. и полйриад. исследования также указывают на сходство микроструктуры поверхности М. и Луны.

Кол-во солнечной эвергии, получаемой М. в перигелии, примерно вдвое больше, чем в афелии, и в среднем в 10 раз больше, чем на Земле (≈ 14 кВт/м²). С большой длительностью дня и ночи связано резкое различие темп-р на темной и освещённой сторонах планеты, а низкое альbedo способствует сильному нагреванию поверхности в течение дня. На ср. расстоянии от Солнца *кривая температура* в ИК-диапазоне в подсолнечной точке соответствует излучению абсолютно чёрного тела при темп-ре 813 К (см. Паанка закон излучения). Темп-ра поверхности на ночной стороне (111 ± 3) К. Теплофиз. поведение наружного покрова М. свидетельствует о его чрезвычайно низкой теплопроводности. Темп-ра на глубинах в десятки см, о к-рой можно судить по радиоизлучению М., не обнаруживает заметных изменений. По результатам радиолокац. исследований (измерение диэлектрич. проницаемости) плотность поверхностного слоя оценена в 1500 ± ± 400 кг/м³.

При трёх последоват. пролётах около планеты космич. аппарата (КА) «Маринер-10» (США) получены фототелевизионные изображения примерно 1/3 поверхности М. Обилие кратеров ударного происхождения — наиб. характерная черта сотысятк районов. Морфология кратеров, их плотность и распределение по размерам близки к лунным, степень эрозии и сглаживания невелика, о чём свидетельствуют сохранившиеся лучевые структуры. В целом кратеры на М. менее глубокие, чем лунные, что, видимо, связано с большим значением силы тяжести на М. и более эфф. заполнением кратера материалом, выбрасываемым при ударе метеорита. На поверхности хорошо сохранились как самые древние, так и более поздние структуры, видны эскарпы, простирающиеся на расстояния в сотни км, что интерпретируется как указание на эволюцию планеты в ходе гравитаци. дифференциации и последующего сжатия при остывании массивного железонакаленного ядра.

Атмосфера у М. по существу отсутствует. Давление газов у поверхности оценено по результатам радиопросвечивания и данным УФ-измерений с космич. аппарата, оно оказалось равным 0,2 нПа (плотность менее 0,01 мг/м³). Обнаружен He с парциальным давлением 0,02 нПа, установленны верх. пределы содержания H, CO₂, C, O, Ne, Ar, Xe. В создании и поддержании атмосферы М. определяющую роль играет, очевидно, *солнечный ветер*, являющийся поставщиком протонов, α-частиц и более тяжёлых ядер.

У М. обнаружено заметное магн. поле с напряжённостью на поверхности у экватора $\approx 0,28$ А/м. Напряжённость магн. поля у полюсов вдвое выше. Ось магн. диполя планеты наклонена к оси вращения М. на угол $\approx 12^\circ$. М. обладает магнитосферой, к-рая сильно поджата к планете (см. *Магнитосфера планет*).

М. А. Маров.

МЕРМИНА — ВАГНЕРА ТЕОРЕМА — утверждает невозможность ферро- или антиферромагн. упорядочения в одно- и двумерной рёшётке спинов S, описываемой изотропной Гейзенберга моделью, при темп-рах $T \approx 0$ [1]. Разумеется, М.—В. т. не исключает магн. упорядочения в реальных квазиодно- и двумерных системах (в силу их конечности, а также анизотропии), где условия теоремы, как правило, не выполняются. В частности, магн. упорядочение возникает в рёшётках, соответствующих двумерной *Изинга модели*.

Утверждения, ввалогичные М.—В. т., справедливы также для спонтанного параметра порядка в др. низкоразмерных системах, в частности для явлений сверхпроводимости и сверхтекучести [2].

Доказательство М.—В. т. основано на неравенстве Боголюбова для статистич. средних. Подстановка в него Фурье-компонент операторов спиновой плотности и гамма-функции Гейзенберга даёт для двумерной рёшётки спинов

$$m_z^2 < \frac{2\pi\rho}{k^2} \cdot \frac{\omega}{kT} \cdot \frac{S(S+1)}{\ln(1 + \omega/|hm_z|)}, \quad (1)$$

для одномерной рёшётки спинов

$$|m_z|^2 < |h| \omega \left[\frac{S(S+1)}{2hT \text{Arctg}(\omega/|hm_z|)^{1/2}} \right]^2. \quad (2)$$

В ф-лах (1) и (2) ω — внеш. магн. поле, m_z — намагниченность (для случая антиферромагнетизма — намагниченность *магнитной подрёшётки*), k_0 — граничный вектор Бриллюэна зона, ρ — объём, приходящийся на один спин, и $\omega = k^2 S(S+1) \frac{R}{R} \mathcal{K}^2(J/R)$ [конечность ω , т. е. достаточно быстрое спадание обменного взаимодействия $J(R)$ с расстоянием R, является условием теоремы].

Из (1) и (2) следует, что при $h \rightarrow 0$ намагниченность исчезает. Физически этот результат связан с сильным развитием для низкоразмерных систем ДВ-флуктуаций, разрушающих дальний порядок (ср. квадратичная флуктуация $\delta m_z^2 \rightarrow 0$).

М.—В. т. запрещается возникновение спонтанной намагниченности, но не др. фазовые переходы. В частности, состояние с $m_z = 0$, но с восприимчивостью $(\partial m_z^2 / \partial h)_T \rightarrow \infty$ при $h \rightarrow 0$ не противоречит (1) и (2). Такой переход, связанный с изменением асимптотики корреляц. ф-ций, действительно имеет место для двумерных систем при нек-рой темп-ре T_s . Для одномерных систем фазовые переходы отсутствуют вплоть до $T = 0$.

Лит.: 1) Mermin N., Wagner H., Absence of ferromagnetism of antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic Heisenberg models, Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 1133 (рус. пер. в кн.: Маттис Д., Теория магнетизма, М., 1967, с. 399—403); 2) Пататинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982, с. 177—182; Ю. П. Изин, В. Ю. Изин, **МЕРМОРОФНАЯ ФУНКЦИЯ** — аналитическая функция, не имеющая в комплексной плоскости особенностей кроме полюсов. В частности, любая *целая функция* или рациональная ф-ция является М. ф. Кол-во полюсов у М. ф. не более чем счёто. Если М. ф. $f(z)$ имеет конечное число полюсов и выполняется оценка $|f(z)| \leq C|z|^m$, $|z| \geq R$ при нек-рых $R > 0$, $C > 0$ и $m \geq 0$, то $f(z)$ — рациональная ф-ция. Если М. ф. имеет бесконечное число полюсов, расположенных в точках z_k , $k = 1, 2, \dots$, то обязательно $z_k \rightarrow \infty$, при $k \rightarrow \infty$. Для того чтобы $f(z)$ была М. ф., необходимо и достаточно, чтобы она представлялась в виде отношения двух целых ф-ций.

Справедлива теорема Миттаг-Леффлера. Пусть задана нек-рая конечная или бесконечная последовательность точек z_k , $k = 1, 2, \dots$ и последовательность комплексных чисел c_{kj} , $k = 1, 2, \dots$, $j = 1, 2, \dots, m_k$. Тогда существует М. ф. $h(z)$, к-рая имеет полюсы только в точках z_k , $k = 1, 2, \dots$, причём гл. часть Лорана ряда $f(z)$ в точке z_k совпадает с ф-цией

$$h_k(z) = \sum_{j=1}^{m_k} c_{kj}(z - z_k)^{-j}, \quad k = 1, 2, \dots$$

Ф-цию $h(z)$ можно представить в виде суммы рядов

$$h(z) = \sum_k (h_k(z) - P_k(z)),$$

где $P_k(z)$, $k = 1, 2, \dots$ — нек-рые полиномы. Обратнo, всякая М. ф. $f(z)$, имеющая полюсы в точках z_k , $k = 1, 2, \dots$ с гл. частями ряда Лорана $h_k(z)$, отличается от ф-ции $h(z)$ на целую ф-цию.

Напр., ф-ция $f(z) = ctgz$ является М. ф. и имеет простые полюсы в точках $z_n = \pi n$, $n = 0, \pm 1, \dots$ с гл. частями $h_n = (z - \pi n)^{-1}$. Для неё имеет место предствление

$$ctgz = \frac{1}{z} + \sum_{n \neq 0} \left(\frac{1}{z - \pi n} + \frac{1}{\pi n} \right).$$

М. ф. $ctg^2 z$ имеет полюсы второго порядка в тех же точках $z_n = \pi n$, $n = 0, \pm 1, \dots$ с гл. частями ряда Лорана $h_n = (z - \pi n)^{-2}$. Соответственно разложение для неё имеет вид

$$ctg^2 z = -1 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} (z - \pi n)^{-2}.$$

Лит. см. при ст. Аналитическая функция. Б. Н. Завьялов.

МЕРЦАНИИ МЕТОД — метод определения параметров турбулентной среды и источника, к-рым просеивается среда, на основе измерения статистич. характеристик флукутаций потока излучения, вызванных модульцией волн неоднородностями показателя преломления. Метод базируется на теории распространения волн в средах с показателем преломления, являющимся случайной ф-цией координат r (см. Распространение радиоволн в случайно неоднородных средах). Развитие возмущений поля волны начинается с развития фазовых возмущений, затем эффекты фокусировки, дифракции и интерференции приводят к появлению флукутаций потока — мерцаниям (см. Мерцания радиоволн). Различают два режима мерцаний: режим слабых и режим сильных (насыщенных) мерцаний. Движение среды относительно луча зрения преобразует пространств. флукутации во временные.

Измеряемыми характеристиками флукутаций потока излучения N являются индекс мерцаний $m = \sqrt{\langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle} / \langle N \rangle$ (угл. скобки обозначают ср. значение), корреляционная функция $B_N(\Delta r, \Delta t)$, где двумерный вектор Δr характеризует относительно положение точек измерения в картинной (шормальной лучу зрения) плоскости, Δt — разность времён наблюдения. Измеряют также пространственную $M_N(q)$ и временную $M_N(f)$ спектральные ф-ции — Фурье преобразования B_N по Δr и Δt [$q = (q_x, q_y, q_z)$, где q_x, q_y, q_z — пространственные частоты, f — временная частота]. Наблюдения мерцаний проводят обычно на одиночных оптич. телескопах или радиотелескопах, реже используют систему из неск. инструментов (интерферометры).

Определение параметров среды. Среда характеризуется коррел. ф-цией флукутаций показателя преломления $B_n(\Delta r)$ и спектральной ф-цией $\Phi_n(q)$ — преобразованием Фурье B_n по Δr . Залата восстановления характеристик среды по данным мерцаний имеет неоднозначное решение, поэтому вводят дополнит. предположения о модели среды и из сравнения теории с наблюдениями делают вывод о правильности или неправильности модели.

В режиме слабых мерцаний флукутации потока описываются теорией возмущений в первом порядке, поэтому пространств. спектры флукутаций потока и показателя преломления связаны линейным соотношением. Для случая бесконечно удалённого точечного источника это соотношение имеет вид

$$M_N(q_x, q_y) = 8\pi k^2 \int_0^z dz' \sin^2 \left[\left(\frac{q_x^2}{2} + \frac{q_y^2}{2} \right) (z - z') / 2k \right] \times \times \Phi_n(q_x, q_y, q_z = 0),$$

где $k = 2\pi\lambda$ — волновое число, ось z ориентирована вдоль луча зрения, интегрирование ведётся от источника к наблюдателю. Это соотношение используется для восстановления вида спектра Φ_n по наблюдаемому

спектру мерцаний источника M_N . Обычно измеряют временной спектр, к-рый в отличие от пространственного является одомерным. В простейшем случае однородного движения среды со скоростью v поперёк луча зрения временной спектр может быть получен из пространственного интегрированием по перемещной, нормальной вектору скорости, напр. q_y , а переменная q_x заменяется на $2\pi f/v$. М. м. является наб. информативным в интервале пространств. частот, прилегающих к частоте $\sqrt{k/v}$. Почти для всех типов сред (атмосфера, ионосфера, межпланетная и межзвёздная плазмы) характерны спектры показателя преломления степенного вида. Для этих сред характерные пространств. масштабы мерцаний близки к масштабу Френеля $a_0 = \sqrt{2/k}$. В метровом диапазоне радиоволн $a_0 \sim 1$ км для ионосферы, ~ 100 км для межпланетной плазмы и $\sim 10^8$ м для межзвёздной плазмы. Характерные времена мерцаний — минуты для ионосферы и межзвёздной плазмы, секунды для межпланетной плазмы.

Зондиря среду в разных направлениях, можно изучать крупномасштабную структуру уровня турбулентности. Методом картографирования индексов мерцаний плазмы крупномасштабная структура межпланетной плазмы (рис. 1), ионосферы.



Рис. 1. Структура межпланетной плазмы, полученная по измерениям индексов мерцаний 150 радиосточников. Усиление плотности штрихов соответствует увеличению индекса мерцаний. α и β — прямое восхождение и склонение. В незашифрованных областях измерения отсутствуют. Точкой показано положение Солнца.

В режиме насыщенных мерцаний индекс мерцаний близок к 1 и слабо зависит от параметров среды. Информация о среде содержится в пространственном и временном масштабах, в корреляц. и спектральной ф-циях. В этом режиме возникает тонкая структура модуляции потока при изменении несущей частоты волны. Корреляция флукутаций потока на двух равесённых частотах зависит от вида спектра турбулентности и от распределения турбулентной среды по лучу зрения. Осн. информация о спектре неоднородностей межзвёздной плазмы дали наблюдения мерцаний пульсаров в режиме насыщения.

Измеряя корреляцию мерцаний в разнесённых точках, получают скорость движения среды или источника. В простейшем случае однородного движения со скоростью v имеем

$$B_N(\Delta r_1, \Delta t) = B_N(\Delta r_1 - v_1 \Delta t),$$

Δr_1 и v_1 — проекции разности координат и скорости на картинную плоскость. Этим методом измерены скорость солнечного ветра, скорости движения пульсаров.

Определение параметров источника излучения. Исходное излучение источника характеризуется распределением яркости $I(b)$, где $b = (\Delta\alpha, \Delta\delta)$ — углокие угл. координат от ср. направления на источник. Используют также ф-цию видности, или ф-цию когерентности поля $B_E(\Delta r_1)$, к-рая представляет собой отклик интерферометра с базой Δr_1 и связана с $I(b)$ преобразованием Фурье. При восстановлении распределения яркости по источнику наб. информативными являются мерцания на геометрически тонком слое случайно

преломляющей среды (фазовом экране). В этом случае между пространств. спектром мерцаний и ф-цией видности имеется простое соотношение:

$$M_H(\theta) = M_{H_0}(\theta) |E_E(qz/k)|^2,$$

где M_{H_0} — спектр мерцаний точечного источника с единичным потоком. Аналогичное соотношение справедливо и в случае флуктуаций потока в фокусе оптич. телескопа, оно служит основой метода *стекла-интерферометрии*, к-рый позволяет исключить влияние турбулентной атмосферы на изображение астр. объекта. В случае протяжённой среды в режиме слабых мерцаний приведённое выше выражение можно распространить на вклад слоя малой толщины Δz , а суммарный спектр определяется интегралом по z . Возможности восстановления распределения яркости по источнику в случае протяжённой среды сужаются (непосредственно определяют лишь угл. размеры источника, рис. 2), но тем не менее можно проводить модельное восстановление с включением в модель нек. свободных параметров.

В режиме насыщенных мерцаний в случае протяжённой среды вид спектра мер-

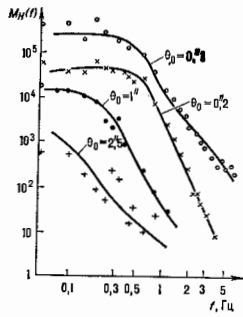


Рис. 2. Влияние угловых размеров источника θ_0 на временные спектры межпланетных мерцаний. Сплошные линии — теоретические; точки — данные наблюдения, полученные на длине волны $\lambda = 3$ м, на угловых расстояниях от Солнца $30^\circ \pm 40'$, \circ — $3C$ 43, \times — $3C$ 119, \bullet — $3C$ 68, 2, $+$ — $3C$ 154.

цаний практически не зависит от угл. размеров источника θ_0 . Осн. информация об источнике содержится в индексе мерцаний, к-рый убывает с увеличением θ_0 . Для больших значений θ_0 $m \sim 1/\theta_0$.

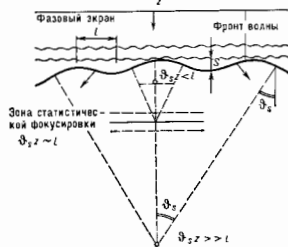
В качестве ориентировки для оценки разрешения М. м. может служить угл. размер первой зоны Френеля, $\theta_F = \sqrt{1/kz}$. В метровом диапазоне радиоволн в ионосфере $\theta_F \approx 3'$, в межзвездной плазме $\sim 1''$, в межзвездной плазме $\sim 10^{-2}''$. При исследовании мерцаний пульсаров достигнуто рекордное угл. разрешение $\sim 10^{-7}''$.

Лит.: Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах. М., 1975; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Крауцов Ю. А., Татарский В. И., Суханов В. И., Суворов В. И., Волны в случайно-неоднородных средах, в кн.: Итоги науки и техники. Радиофизика. Физические основы электроники. Августина, т. 1, М., 1981; Гершман В. Н., Ерухимов Л. М., Ниши Ю. Я., Волновые явления в ионосфере и космической плазме, М., 1984.

МЕРЦАНИЯ РАДИОВОЛН — вариации интенсивности радиоволн во времени, вызванные случайными неоднородностями среды (показателя преломления n); явление, аналогичное мерцанию звезд. М. п. возникают в результате фокусировки, дифракции, а также интерференции радиоволн, рассеянных разными неоднородностями. На рис. изображено возникновение амплитудных флуктуаций за толстым непоглощающим слоем с неоднородностями (случайным фазовым экраном), за к-рым появляются случайные искажения фазового фронта волны, обусловленные флуктуациями ее фазы s

в слое. При этом $s = k_0 \int_0^L n(z) dz$ ($k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в вакууме, L — толщина слоя), а угол $\theta \approx k_0^{-1} \partial s / \partial x$ при $\theta_0 \ll 1$. На малых расстояниях z

от слоя изменение интенсивности волн вдоль оси z (или во времени, при движении неоднородностей вдоль z) происходит за счёт суммирования или расширения лучевой трубки и пропорц. $\partial \theta / \partial x \sim z s_0 / k_0 l^2 (s_0^2 - \text{дисперсия } s, l - \text{радиус корреляции неоднородностей})$. Изменение максимально по z , примерно равно фокусному расстоянию $z_0 = (\partial \theta / \partial x)^{-1}$, $z_0 / k_0 l^2 \sim 1$ (обуслов-



статистич. фокусировки). При $z \gg z_0$ в точку ириёма приходят радиоволны от разл. неоднородностей, а флуктуация возникает в результате интерференции рассеянных волн. В этом случае величина флуктуаций интенсивности $(\Delta I^2 / I^2)$ определяется только значением z_0 , при $z_0 \gg 1$ она насыщается (область насыщенных мерцаний) подобно флуктуациям сигнала, состоящего из мн. некоррелированных случайных компонент.

М. п. являются одной из причин *замирания* сигналов при *распространении радиоволн* в ионосфере и тропосфере, их используют для изучения неоднородностей среды, особенно межзвездной и межпланетной плазмы. Если угл. размеры источника излучения существенно превышают угл. размеры неоднородностей среды, ответственных за М. п., то флуктуации вследствие пространств. усреднения сглаживаются и М. п. исчезают. Этот эффект лежит в основе одного из методов определения угл. размеров дискретных космич. радиостоянок; метод особенно эффективен при использовании неоднородностей солнечного ветра и межзвездной плазмы.

МЭССБАУЭРА ЭФФЕКТ (ядерный γ -резонанс) — испускание или поглощение γ -квантов атомными ядрами в твёрдом теле (обусловленное ядерными переходами), не сопровождающееся изменением координат энергии тела, т. е. испусканием или поглощением фононов (без отдачи). Открыт Р. Мессбауэром (R. Mössbauer) в 1958. Таким переходам соответствуют линии испускания и поглощения γ -лучей, обладающие естеств. шириной $\Gamma = \hbar/\tau$, где τ — ср. время жизни возбуждённого состояния ядра, участвующего в γ -переходе (см. *Ширина спектральной линии*), и энергий ϵ_0 , равной энергии перехода. Благодаря М. э. стали возможны измерения спектров испускания, поглощения и резонансного рассеяния γ -квантов низколежащих ($\epsilon_0 < 200$ кэВ) и долгоживущих возбуждённых ядерных уровней ($\tau = 10^{-12} - 10^{-11}$ с) с разрешением порядка естеств. ширины уровня Γ .

М. э. наблюдается для 73 изотопов 41 элемента. Получены линии с рекордно малыми значениями отношения $\Gamma/\epsilon_0 \sim 10^{-14}$. С помощью таких линий стали возможны измерения гравитационного красного смещения спектральных линий в земных условиях, деформации М. э. проявившиеся лишь в астр. наблюдениях.

Малые величины абс. значений Γ (10^{-8} – 10^{-10} эВ) позволяют проводить измерения сдвигов и расщеплений линий, обусловленных взаимодействием ядра с внутренними электр. и магн. полями и тем самым получать информацию о структуре, составе, хим. связи и магн. свойствах вещества, содержащего резонансный нуклид. Измерения вероятности М. э., т. е. доли испущенных или поглощенных γ -квантов без отдачи, и её зависимости от темп-ры T позволяют получить сведения об особенностях взаимодействия атомов в твёрдых телах и о колебаниях кристаллической решетки (напр., о фононном спектре). Благодаря этому М. э. широко применяется как метод исследования твёрдых тел с приложениями в разл. областях науки и техники (см. Мессбауэровская спектроскопия). За открытие М. э. в 1962 Р. Мессбауэру присуждена Нобелевская премия.

Природа М. э. При испускании или поглощении γ -кванта свободное неподвижное ядро приобретает импульс $p = E/c$, где E — энергия γ -кванта, и энергию поступат. движения $R = p^2/2M$, где M — масса ядра. В результате энергия испускаемых γ -квантов оказывается меньше энергии ядерного перехода ϵ_0 на величину R ; резонансно поглощаются γ -кванты с энергией, большей ϵ_0 на ту же величину. Т. о., линии испускания и поглощения смещены друг относительно друга на $2R$. В газах за счёт теплового движения и Дольера эффект происходит уширение γ -линий на величину $\Delta = 2V\sqrt{RkT}$ и их небольшое перекрытие (рис. 1, а). Для

α , подверженный за счёт движения ядра фазовой модуляции. Электр. поле излучаемой волны

$$E(t) = \epsilon_0 \exp \left[-i\omega_0 t - \frac{\alpha^2}{2} + ikr(t) \right]. \quad (1)$$

Здесь ϵ_0 — константа, k — волновой вектор γ -кванта, r — координата ядра в момент t . Несмещённая линия естеств. ширины появляется при таких движениях ядра, когда среднее по времени Δt от фазового множителя отлично от 0, т. е.:

$$A_M = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \exp \{ ikr(t) \} dt \neq 0. \quad (2)$$

Величина $f_M = |A_M|^2$ определяет интенсивность несмещённой линии и названа фактором Мессбауэра. Если ядро движется в огранич. пространстве, то только при спец. типах движения $A_M = 0$. В подавляющем большинстве случаев $A_M = 0$. Колебат. движение ядра в твёрдых телах носит огранич. характер, и в приближении гармоник, колебаний

$$f_M = \exp \left(-\frac{\bar{x}^2}{\lambda^2} \right), \quad (3)$$

где \bar{x}^2 — ср. квадрат смещения ядра от положения равновесия в направлении полёта γ -квантов; $\lambda = hc/\epsilon_0$ — приведённая длина волны излучателя.

Квантовомеханич. рассмотрение приводит также к ф-ле (3), но позволяет учесть при вычислении \bar{x}^2 как тепловые, так и нулевые колебания атомов. Фактор Мессбауэра во многом аналогичен Дебая — Уоллера фактору, определяющему вероятность упругого рассеяния рентг. лучей и нейтронов в твёрдых телах. С ростом темп-ры \bar{x}^2 увеличивается, а f_M падает. Характер зависимости $f_M(T)$ определяется мн. факторами: значениями силовых констант, составом и структурой кристалла и т. п. Однако для γ -переходов низких энергий f_M сохраняет заметную величину вплоть до темп-ры плавления. С увеличением ϵ_0 (уменьшением λ) f_M резко падает, и для сохранения достоянной измерению величины f_M источник и поглотитель обычно охлаждают до $T = 4,2$ К. При $T \rightarrow 0$ К за счёт нулевых колебаний \bar{x}^2 остаётся конечным, и это обстоятельство ограничивает возможности наблюдения несмещённой линии для переходов с большими ϵ_0 .

В жидкостях атомы или молекулы за счёт диффузии могут перемещаться на сколь угодно большие расстояния, поэтому наблюдают несмещённую линию естеств. ширины в жидкостях велика. Однако т. к. время жизни возбуждённого ядерного уровня конечно, то если смещение за время t мало или сравнимо с λ , спектры испускания и поглощения γ -квантов не должны сильно отличаться от соответствующих спектров твёрдых тел. Анализ показывает, что при учёте как колебательного, так и диффузионного движений в спектрах поглощения и испускания содержится несмещённая линия, но уширенная на величину $\Delta\Gamma = 2\lambda D/\lambda^2$, где D — коэф. диффузии (рис. 1, е). Для большинства жидкостей D велики, а линии поглощения и испускания сильно уширены, и их наблюдение затруднено. Исключение составляют жидкости с большой вязкостью. В твёрдых телах при высоких T также наблюдается заметное уширение несмещённой линии за счёт диффузии.

В твёрдых телах часть спектра испускания и поглощения соответствует процессам с отдачей, т. е. с возбуждением или поглощением фононов. Эта часть распределена по интервалу энергий $\Delta\epsilon = \hbar\omega_0$, где ω_0 — характерная частота фононного спектра. Эта часть распределения деталей этого распределения невозможна. Исключения составляют случаи, когда в $\Gamma(t)$ сильно представлены гармоники с НЧ. Если, напр., возбудит ω_3 -колебания достаточно большой интенсивности с частотой Ω , то в спектрах поглощения и

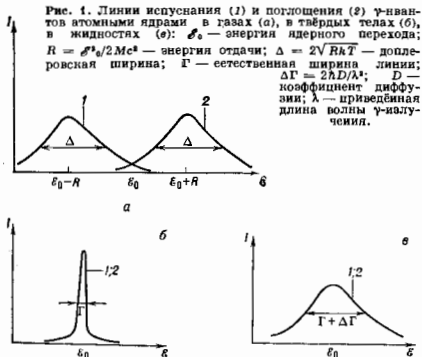


Рис. 1. Линии испускания (1) и поглощения (2) γ -квантов атомными ядрами в газах (а), в твёрдых телах (б), в жидкостях (в): ϵ_0 — энергия ядерного перехода; $R = \epsilon_0^2/2Mc^2$ — энергия отдачи; $\Delta = 2V\sqrt{RkT}$ — доплеровская ширина; Γ — естественная ширина линии; $\Delta\Gamma = 2\lambda D/\lambda^2$ — коэффициент диффузии; λ — приведённая длина волны γ -излучения.

ядерных переходов всегда $\Gamma \ll R$, $\Gamma \ll \Delta$. Ввиду этого действующее сечение резонансного поглощения очень мало; эффект можно увеличить нек-рыми искусств. приёмами, однако и при этом он остаётся трудно наблюдаемым. В твёрдом теле благодаря взаимодействию атомов энергии отдачи превращается в энергию колебаний кристаллич. решетки (испускание и поглощение фононов). Однако процессы испускания и поглощения γ -квантов приобретают вероятностный характер. В среднем на один испущенный γ -квант кристаллу передаётся энергия, в точности равная энергии отдачи R . При этом возможны как процессы испускания и поглощения γ -квантов с возбуждением ($\epsilon' < \epsilon_0$) и поглощением фононов ($\epsilon' > \epsilon_0$), так и процесс без отдачи, т. е. М. э., когда энергия испускаемых γ -квантов с точностью до Γ равна энергии ядерного перехода (рис. 1, б). М. э. можно объяснить на классич. языке без привлечения квантовой механики. Движущееся ядро в возбуждённом состоянии можно рассматривать как излучатель с несущей частотой $\omega_0 = \epsilon_0/\hbar$ с затуханием

испускания наблюдаются дополнит. линии (сателлиты), отстоящие от несмещённой линии на расстояния $\pm \Omega$, где Ω — целое число (рис. 2, а). Сателлиты соответствуют процессам испускания γ -квантов с возбуждением и поглощением УЗ-фононов.

В больших брел. молекулах или сложных хим. веществах отд. фрагменты молекул могут занимать не одно, а неск. устойчивых равновесных положений, и при достаточно высоких T происходят случайные переходы фрагмента из одного состояния в

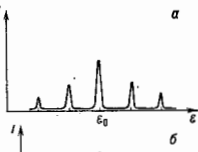


Рис. 2. Спектры испускания и поглощения γ -лучей в твёрдых телах при ультразвуковой начальной частоте (а) и при ограниченной диффузии (б).

другое. Т. к. движение фрагмента ограничено в пространстве, то спектры поглощения и испускания ядер, входящие в состав таких фрагментов, содержат несмещённую линию естеств. ширины. Кроме этой линии наблюдаются дополнит. линии лоренцевой формы (рис. 2, б), отражающие характер «перескокного» движения, к-рое можно рассматривать как диффузию в огранич. пространстве.

Движение ядер приводит к температурному сдвигу линии за счёт эффекта Доплера второго порядка на величину $\Delta\epsilon = \epsilon_0 v^2/2c^2$, где v — скорость движения излучающего или поглощающего ядра. Сдвиг очень мал ($\Delta\epsilon/\epsilon_0 \sim 10^{-13}$), и только благодаря узости несмещённых линий его можно наблюдать. С увеличением темп-ры $\Delta\epsilon$ увеличивается и энергия испускаемых и поглощаемых γ -квантов уменьшается. При высоких T независимо от агрегатного состояния вещества $v^2 = 3kT/Mc^2$ и соответственно:

$$\Delta\epsilon = \epsilon_0 \frac{3kT}{2Mc^2} \quad (4)$$

Эффект Доплера второго порядка проявляет себя поразному в разл. агрегатных состояниях. В газах наряду со сдвигом линии $\Delta\epsilon$ возникает и уширение линии б ϵ , сравнимое с $\Delta\epsilon$. В твёрдых телах б ϵ намного меньше сдвига линии и практически не наблюдается.

Наблюдение М. з. возможно с помощью спектрометра, схема к-рого приведена на рис. 3. Источнику γ -квантов сообщается скорость v (относительно) поглотителя, при этом энергия γ -кванта за счёт эффекта Доплера меняется на величину $\Delta\epsilon = \epsilon_0 v/c$. Скорости в интервале 0,1—10 см/с приводят к смещению линии на величину $\sim \Gamma$. Поглотитель содержит те же ядра, что и источник, но в основном состоянии. Меняя скорость v , можно совместить или раздвинуть линии испускания и поглощения.

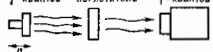


Рис. 3. Схема мёсбауэровского спектрометра.

Если линии в источнике и поглотителе сильно раздвинуты, то поглощение γ -квантов происходит за счёт нерезонансных процессов (в основном за счёт фотоэлектрич. поглощения атомарными электронами и эффекта Комптона). При совмещении линии общее сечение поглощения увеличивается, а число прошедших через поглотитель γ -квантов, регистрируемых детектором, уменьшается.

Экспериментально можно не только обнаружить резонансное поглощение, но и исследовать форму линии поглощения. На рис. 4 приведены результаты экс-

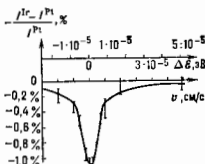


Рис. 4. Зависимость относительной разности интенсивностей I γ -излучения, проходящего через поглотитель (I^0) и платиновый (I^a) поглотитель, от скорости v источника относительно поглотителя.

перимента Мёсбауэра, в к-ром изучалось резонансное поглощение γ -лучей с энергией $\epsilon_0 = 129$ кэВ, испускаемых при переходе ядра ^{191}Ir из первого возбуждённого состояния в основное (рис. 5). Источником служила пластинка металла ^{191}Os (см. ниже). Источник и поглотитель ^{191}Ir поддерживались при $T = 77$ К (латиновый поглотитель использовался для измерения переаэонаэного поглощения). Наблюдаемая ширина провала отвечает ширине возбуждённого уровня ^{191}Ir ($\Gamma = 5 \cdot 10^{-9}$ эВ).

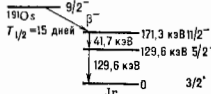


Рис. 5. Схема распада ^{191}Os ; справа указаны синиги I и четность π состояний (I^π).

Источники резонансных γ -квантов представляют собой обычно радиоакт. ядра с большим периодом полураспада $T_{1/2}$, введённые в твёрдотельную матрицу ($T_{1/2}$ от неск. часов до неск. лет). В результате ядерных превращений (K -захвата или α -распада) и последующего каскада γ -переходов образуется возбуждённое ядро, испускающее резонансные γ -кванты (рис. 5). В первом эксперименте Мёсбауэра источником служил β -радиоактивный ^{191}Os . Ядра в возбуждённом состоянии получаются в ходе ядерных реакций (напр., ^{40}K в результате реакции (n, γ) , $^{57}\text{Fe} - (d, p)$) и при кулоновском возбуждении ядер (^{23}Ge , ^{41}Ni). Удалось выделить резонансные γ -кванты из синхротронного излучения (с помощью дифракции γ -квантов на ядрах), в частности линию с энергией 14,4 кэВ, соответствующей энергии перехода ядра ^{57}Fe , с монохроматичностью $\sim 10^{-9}$ эВ, т. е. сравнимой с Γ переходом ядра ^{57}Fe . Это открывает возможности получения мощных и узконаправленных источников резонансных γ -квантов.

Сечение резонансного поглощения γ -квантов $\sigma_{\text{рез}}$ в твёрдых телах определяется длиной волны γ -излучения, вероятностью М. з. (fM), снмиами ядер в основном (I_0) и возбуждённом (I_a) состояниях, а также вероятностью процесса конверсии внутрjнерней

$$\sigma_{\text{рез}} = fM G_0(\epsilon); \quad (5)$$

$$G_0(\epsilon) = \frac{2I_0 + 1}{2I_0 + 1} \frac{2\pi\lambda}{1 + K} \frac{\Gamma/2 + \xi(\epsilon - \epsilon_0)}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (6)$$

Здесь K — коэф. внутренней конверсии. Величина $K(1 + K)$ определяет вероятность того, что поглотительный γ -квант ядра перейдет затем в осн. состояние, передав энергию атомарным электронам. Коэф. ξ появляется как следствие квантомеханич. эффекта — интерференции резонансного и нерезонансного (фотоэффект) процессов поглощения, имеет заметную величину лишь для переходов мультипольности Е1. Линии поглощения γ -квантов в переходах Е1 имеют ярко выраженную асимметрию (рис. 6). Для переходов др. мультипольности коэф. ξ пренебрежимо мал и энергетич. зависимость сечения поглощения имеет лоренцеву форму.

В твёрдом теле возможно упругое резонансное рассеяние γ -квантов на ядрах, при к-ром энергия рассеянных (ϵ') и падающих (ϵ) γ -квантов строго равна. Сечение такого процесса $\sigma_{\text{упр}}$ пропорц. произведению ве-

роятности поглощения без отдачи (f_M) и вероятности испускания без отдачи (f'_M):

$$\sigma_{\text{упр}} = f_M \cdot f'_M \cdot G_0(\epsilon). \quad (7)$$

Сечение упругого нерезонансного рассеяния γ -квантов и рентг. лучей (напр., на атомарных электронах) пропорц. фактору Дебая — Уоллера, зависящему лишь от передаваемого твёрдому телу импульса.

Процесс упругого резонансного рассеяния происходит как бы в два этапа: резонансное поглощение и затем резонансное испускание. И тем не менее часть упруго рассеянных γ -квантов рассеивается когерентно, т. е. разность фаз падающей и рассеянных волн имеет строго определённое значение, зависящее от энергии падающих γ -квантов.

Когерентные эффекты. Водлы, соответствующие когерентно рассеянным γ -таллическому (Т); источник в спектрометре (рис. 3) ^{151}Os в металлическом W.

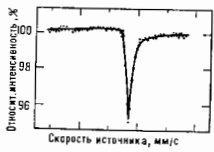


Рис. 6. Спектр поглощения металлического (Т); источник в спектрометре (рис. 3) ^{151}Os в металлическом W.

При резонансной ядерной дифракции на совершенных кристаллах, содержащих высокую концентрацию резонансно рассеивающих ядер, имеет место подавление внеуругих каналов ядерной реакции. При точном выполнении условия Брэгга — Вульфа по мере увеличения амплитуды дифрагированной волны сечение резонансного поглощения уменьшается и может строго обратиться в 0. При этом полностью прекращаются все внеуругие процессы, сопровождающие резонансное поглощение (напр., процесс внутр. конверсии, внеуругое испускание γ -квантов), а когерентная суперпозиция из падающей и дифрагированной волн распространяется по кристаллу без поглощения. Особенность эффекта подавления состоит в том, что колебания атомов в кристалле не восстанавливают даже частично резонансного поглощения.

Анализ когерентных явлений базируется на концепции коллективного возбуждённого ядра, согласно которой невозможно указать положение возбуждённого ядра, образовавшегося после поглощения γ -кванта.

Лит.: Эффект Мессбауэра. Сб. ст. [Переводы], М., 1962; Каган Ю., К теории температурного красного смещения и уширения линий Мессбауэра, ЖЭТФ, 1964, т. 47, в. 1, с. 366; Давыд В. С., др., Nuclear Bragg diffraction of synchrotron radiation in yttrium iron garnet, Phys. Rev. Lett., 1968, в. 21, п. 961; Каган Ю. М., Афанасьев А. М., Войтович И. В. К., Интерференция процессов конверсии и фотоэффекта при поглощении мессбауэровского излучения, Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 155; Мессбауэр Р. Л., Стохастические движения атомов в металлах, Химическая физика, 1962, № 10, с. 1299; Гердла В. С., др., Nuclear Bragg diffraction of synchrotron radiation in yttrium iron garnet, Phys. Rev. Lett., 1965, в. 54, с. 835; Ван Вурск У. А., Coherent effects in resonant diffraction theory, Hyperfine Interactions, 1966, в. 27, с. 289; Смирнов О. В., Coherent effects in resonant diffraction experiment, Личное сооп., с. 203.

МЭСБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — совокупность основанных на использовании Мессбауэра эффектов методов исследования физ. и хим. свойств конденсиров. сред (гл. обр. твёрдых тел), а также исследования микроскопич. объектов (ядер, ионов, хим. и физ. комплексов) в твёрдых телах. Для М. с. харак-

терна высокая информативность. Измерения вероятности эффекта Мессбауэра и температурного сдвига резонансных линий дают сведения о среднеквадратичных смещениях и скоростях атомов, содержащих резонансное ядро. Они используются как способ исследования колебат. движений частиц в твёрдых телах и их особенностей вблизи структурных и магн. фазовых переходов. Введение атомов, содержащих резонансное ядро, в качестве примесей в твёрдое тело позволяет исследовать локальные и квазилондонские колебат. моды (см. Колбаши кристаллической решётки). Зависимость положения линии Мессбауэра от скорости движения источника γ -излучения относительно поглотителя (или наоборот) используются для измерения малых скоростей ($\sim 0,1$ мм/с) макроскопич. объектов (напр., при стыковке космич. кораблей), а также спектра скоростей разл. акустич. систем в акувом и гиперзвуковом диапазоне частот.

Наиб. важные применения М. с. связаны с возможностью фиксировать сдвиги и сверхтонкие расщепления мессбауэровских линий, связанные с взаимодействием электрич. и магн. моментов ядра с внутренними электрич. и магн. полями, вызывающими расщепление ядерных уровней (см. Внутрискристаллическое поле). Для этого используется Долера эффект: источнику (или поглотителю) γ -лучей сообщается скорость v , при этом энергия γ -кванта изменяется на величину $\Delta\epsilon = \epsilon v/c$ (ϵ — энергия перехода). Скорости $v \sim 0,1$ —1 см/с смещают линию на величину порядка её естеств. ширины (см. Ширина спектральной линии). Мессбауэровские спектрометры измеряют зависимость резонансного поглощения от v (скоростной сдвиг).

Сверхтонкие расщепления и сдвиги

Химический (изомерный) сдвиг мессбауэровской линии наблюдается, если источник и поглотитель химически не тождественны. Он обусловлен тем, что при переходе ядра из осн. состояния в возбуждённое несколько изменяется распределение электрич. заряда в ядре. Это приводит к изменению энергии кулоновского взаимодействия ядра с электронной оболочкой, края пропорц. произведению ср. квадрата радиуса ядерного заряда $\langle r^2 \rangle$ (точнее, радиуса эквивалентной равномерно заряженной сферы) на плотность электронов в месте расположения ядра $[\Psi_e(0)]^2$, где $\Psi_e(0)$ — волновая ф-ция s -электронов в центре атома. Если $\langle r^2 \rangle$ для возбуждённого и осн. состояний ядра не одинаковы, то энергия γ -перехода будет отличаться от энергии γ -перехода в случае точечного ядра на величину

$$\Delta S = C \Delta \langle r^2 \rangle |\Psi_e(0)|^2,$$

где $\Delta \langle r^2 \rangle = \langle r_0^2 \rangle - \langle r_1^2 \rangle$ — разность ср. квадратов радиусов для возбуждённого и осн. состояний ядра, C — коэф. пропорциональности. Изменение энергии ΔS непосредственно наблюдается. Однако величина $[\Psi_e(0)]^2$ меняется при изменении хим. связей атома, и если хим. состав или кристаллографич. модификация источника и поглотителя различны, то возникает сдвиг линий испускания и поглощения:

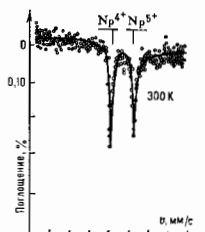
$$\delta = \delta_{\text{погл}} - \delta_{\text{ист}} = \frac{2}{5} \pi Z e^2 \left(\langle r_0^2 \rangle - \langle r_1^2 \rangle \right) \times \left\{ |\Psi_e(0)|^2_{\text{погл}} - |\Psi_e(0)|^2_{\text{ист}} \right\}. \quad (1)$$

Здесь e — элементарный заряд, Z — порядковый номер ядра.

Вариации δ при изменении заряда иона в десятки и даже сотни раз (напр., для нуклидов ^{237}Np , ^{57}Fe , ^{151}Sm) превосходят точность измерения. Напр., разность δ для ионов Np^{4+} и Np^{3+} составляет 32 мм/с при точности измерений $\sim 0,1$ мм/с (рис. 1). Это даёт возможность провести тонкую градуацию хим. связей в твёр-

дых телах, установить корреляции между величинами и эдкстроотрицательностью ближайших ионов (лигандов), длинами связей лиганд — ион, а также симметрией ближайшего окружения (тетра- или окта-позиции), что широко

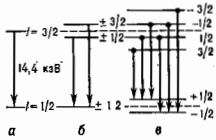
Рис. 1. Спектр испускания ^{237}Np в $^{238}\text{AmO}_2$; поглотитель $^{237}\text{NpO}_2$. Линия иона Np^{4+} соответствует равновесному зарядовому состоянию, линия Np^{5+} — неравновесному.



используется в химии и биологии. Исследование хим. сдвигов даёт сведения о плотности s-электронов на ядре.

Квадрупольное расщепление ядерных уровней и, следовательно, линий мёсбауэровского спектра вызывается взаимодействием *квадрупольного момента ядра Q* с неоднородным электрич. полем в месте расположения ядра (при некубич. симметрии окружения). На рис. 2, б приведена схема уровней ядра ^{57}Fe в неод-

Рис. 2. Схема уровней ^{57}Fe и переходов между ними: а — без расщепления; б — квадратное расщепление уровней в неоднородном электрич. поле; в — расщепление в неоднородном магнитном поле; I — спин ядра.



родном электрич. поле, на рис. 3 — скоростной спектр резонансного поглощения для источника с не-

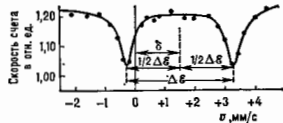


Рис. 3. Скоростной спектр резонансного поглощения для нерасщеплённой линии ^{57}Fe (поглотитель $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$); ΔE_Q — квадратное расщепление возбуждённого уровня \mathcal{E} ; ΔE — $14,4$ кэВ в поглотителе, δ — изомерный сдвиг. Источник при температуре $T = 300$ К, поглотитель при $T = 14$ К.

расщеплённой линии испускания $\mathcal{E} = 14,4$ кэВ. Расстояние между расщеплёнными линиями

$$\Delta \mathcal{E} = \frac{1}{2} e q Q \left(1 + \frac{\eta^2}{3} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где q — градиент, η — параметр асимметрии. При монокристаллах, поглотителе интенсивность компонент *квадрупольного расщепления* по-разному зависит от угла между направлением z -кванта и осью кристалла — *квадрупольный дублет* становится асимметричным. Асимметрию *квадрупольного дублета* можно наблюдать и в поликристаллах, образцах, если вероятность эффекта Мёсбауэра анизотропна (э ф-кт Гольдманского — Каргиана).

Неоднородное электрич. поле на ядре создаётся электрич. зарядами ионов ближайшего окружения. Однако за счёт поляризации собств. электронной оболочки иона, содержащего резонансное ядро, градиент электрич. поля может уменьшиться в десятки и даже сотни раз, а в большинстве случаев даже изменить знак.

Фактор, определяющий это изменение, наз. антиэкранирующим (фактор Штаркхаймера). Степень антиэкранировки зависит от хим. состояния иона; наблюдается большой разброс величин *квадрупольного расщепления* $\Delta \mathcal{E}$ даже для соединений с одинаковым распределением зарядов ближайшего окружения. Изучение *квадрупольных расщеплений* даёт дополнит. сведения о природе хим. связей и используется в химии и биологии.

Измерение спектров *квадрупольного расщепления* даёт также сведения о структуре и электронных свойствах твёрдого тела (матрицы). Напр., в спектре поглощения ядер ^{57}Fe высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{Fe}_{0.2}\text{O}_8$ (температура сверхпроводящего перехода 72 К) наблюдаются 3 *квадрупольных дублета*, соответствующих ионам Fe, замещающим ионы Cu в структурных позициях с разл. кислородным окружением (рис. 4). Хим. сдвиги для трёх позиций Fe

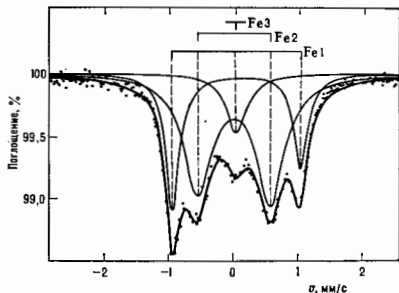


Рис. 4. Спектр поглощения нерасщеплённой линии ^{57}Fe при $T = 295$ К в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{Fe}_{0.2}\text{O}_8$ — результат суперпозиции парциальных спектров поглощения ионов Fe, занимающих различные неэквивалентные позиции в кристаллической решётке: Fe1, Fe2, Fe3.

одинаковы и близки к сдвигу в металлы. Железе, т. е. плотности s-электронов прил. одинакова на всех узлах решётки. Это свидетельствует о том, что валентные электроны для данного сверхпроводника делокализованы по всему кристаллу. Асимметрия дублета Fe2, обусловленная разной вероятностью эффекта Мёсбауэра, свидетельствует об анизотропии тепловых колебаний атомов Fe, замещающих ионы Cu в некоторых октаэдрич. позициях. Суммарные площади под отд. дублетами определяют «заселённости» разл. позиций ионами Fe.

Магнитное сверхтонкое расщепление ядерных уровней и мёсбауэровских линий вызывается взаимодействием магн. момента ядра и магн. поля в месте расположения ядра. Энергия магн. сверхтонкого взаимодействия пропорц. произведению ядерного магн. момента и на локальное магн. поле, к-рое наз. сверхтонким магн. полем H_{CT} . Это взаимодействие расщепляет ядерное состояние на $2I + 1$ *земановских* подуровней, расстояние между к-рыми равно $\mu H_{CT} I$ (I — спин ядра). Число компонент сверхтонкой структуры в мёсбауэровском спектре равно числу z -переходов между *земановскими* подуровнями возбуждённого и осв. состояний ядра, разрешённых правилом отбора по *магнитному квантовому числу*. Напр., для магн. дипольного z -перехода между состояниями с $I = 3/2$ и $I = 1/2$ в мёсбауэровском спектре ^{57}Fe наблюдаются 6 компонент магн. сверхтонкой структуры (рис. 5).

На ядрах атомов редкоземельных элементов (^{61}Dy , ^{169}Tm , ^{167}Er) локальные магн. поля достигают велич-

ны $\sim 10^9 - 10^7$ Э. Такие большие магн. поля возникают за счёт диполь-дипольного взаимодействия магн. момента ядра с магн. моментом электронной оболочки иона, содержащего резонансное ядро (магн. сверхтонкое взаимодействие обуславливает сверхтонкую струк-

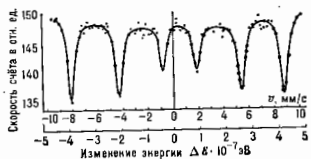


Рис. 5. Спектр резонансного поглощения вересщённой линии 14,4 нэВ ^{57}Fe в металлическом железе, обусловленный внутренним магнитным полем, действующим на ядро ^{57}Fe в металле ($\Delta E \sim 10^{-12}$ эВ).

туру оптич. спектров). Вклад в сверхтонкое взаимодействие от s -электронов определяется спиновой плотностью s -электронов в центре атома:

$$H_{ст} = \frac{8\pi}{3} \mu_B [|\psi_s(0)|^2 - |\psi_{s'}(0)|^2]. \quad (3)$$

Здесь $|\psi_s|^2$ и $|\psi_{s'}|^2$ — плотности s -электронов в месте расположения ядра с направлениями спинов вдоль и против магн. момента μ ядра, μ_B — магнетон Бора. Часть сверхтонкого взаимодействия, обусловленная полем $H_{ст}^3$, наз. контактным взаимодействием Ферми.

В формировании магн. поля на ядре существенную роль играют электроны внеш. оболочек атома с нескомпенсиров. спинами. Однако электроны внутр. оболочек атома, поляризуясь под действием внеш. оболочек, создают на ядро дополнил. магн. поле, к-рое может во много раз превышать поле, создаваемое внеш. электронами, и иметь др. знак. Напр., в металлич. железе сверхтонкое магн. поле $H_{ст}$ направлено противоположно направлению намагниченности железа. Для редкоземельных ионов осн. вклад в сверхтонкое магн. поле вносят электроны недоразобной f -оболочки.

Магн. сверхтонкое расщепление линий мёсбауэровских спектров даёт информацию об $H_{ст}$, т. е. о магн. свойствах вещества (μ для большинства ядер известны). С помощью М. с. можно исследовать температурную зависимость намагниченности ферромагнетиков и определить (при отсутствии внеш. поля) температуру Кюри (появление и исчезновение сверхтонкой структуры). Для др. магнитоупорядоченных веществ (ферриты, антиферромагнетики) можно восстанавливать температурные зависимости для отд. магн. подрешёток и исследовать магнитные фазовые периоды. М. с. используется также для исследования спиновых стёкол. По возникновению магн. сверхтонкой структуры можно фиксировать образование магн. упорядочения в сверхпроводящих материалах, что особенно важно для понимания механизма высокотемпературной сверхпроводимости.

На рис. 6 приведены мёсбауэровские спектры ^{57}Fe в высокотемпературных сверхпроводниках $\text{YBaCu}_3-x\text{Fe}_x\text{O}_6$ (а). Спектр образца с $x = 0,1$ при $T = 295$ К состоит из двух квадрупольных дублетов и синглета, отвечающих атомам Fe в трех кристаллографич. позициях структуры. Большие величины квадрупольного расщепления указывают на сильное искажение локальной симметрии электр. поля. При понижении темп-ры до $T = 4,2$ К и увеличении концентрации Fe до $x = 0,2$ в спектре появляется (б) магн. сверхтонкое расщепление, свидетельствующее о магн. упорядочении атомов Fe в «медной подре-

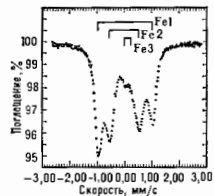
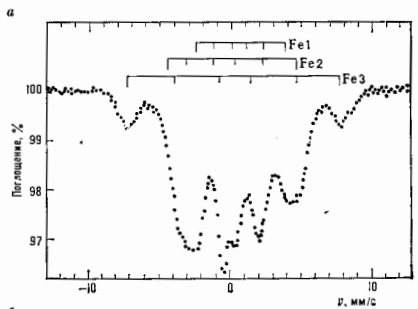


Рис. 6. Магнитное расщепление линий ^{57}Fe в спектре поглощения $\text{YBaCu}_3-x\text{Fe}_x\text{O}_6$ при обычной температуре (а) и дополнительное расщепление при $T = 4,2$ К (б); Fe1, Fe2, Fe3 соответствуют различным позициям атомов ^{57}Fe (рис. 4).



шётке». Т. о., наблюдается эффект сосуществования сверхтонкости и магн. упорядочения. Сверхтонкая структура (СТС) линии мёсбауэровского спектра в парамагнетиках имеет более сложный характер. Её формирование определяется большим числом факторов, таких, как спин (или суммарный момент) электронной оболочки атома, содержащего резонансное ядро, симметрия внутрикристаллич. поля, под действием к-рого осн. состояние парамагн. иона расщепляется на ряд дублетно вырожденных (если спин иона лодуцельный) подуровней (к р а м е р с о в ы д у б л е т ы, см. *Электронный парамагнитный резонанс*). На формирование СТС влияют также наличие слабых магн. лозей и скорость релаксации спина электронной оболочки (спин-спиновой и спин-решёточный). Для отд. крамеровского дублета сверхтонкое магн. взаимодействие анизотропно (возможны разл. соотношения между компонентами тензора сверхтонкого взаимодействия). Перечисленное обуславливает разнообразие спектров СТС в парамагнетиках.

На рис. 7 приведен спектр примесных ионов ^{57}Fe в нитрате алюминия, представляющий собой сложение

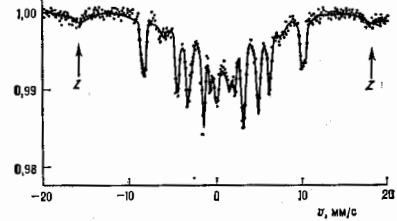


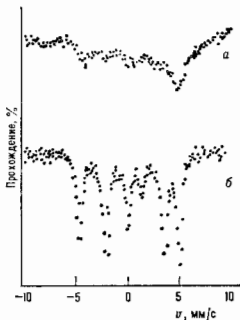
Рис. 7. Мёсбауэровский спектр ^{57}Fe в монокристалле $\text{Al}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ при $T = 4,2$ К в поле $H = 110$ Э.

спектров от трёх Kramerovских дублетов, на к-рые расщепляется осн. состояние иона Fe^{3+} . На образец под определённым углом к кристаллографич. осям накладывается слабое магн. поле, под действием к-рого происходит перемешивание электронных и ядерных состояний, в результате чего разрешены переходы, в к-рых меняется не только энергия магн. сверхтонкого взаимодействия, но и энергия взаимодействия электронной оболочки иона с веш. магн. полем и в спектре наблюдаются дополнительные Z-линии.

В ряде случаев чувствительность спектров СТС к слабым магн. полям велика. Несмотря на то что на ядра со стороны электронной оболочки действуют магн. поля порядка 10^8 Э, наличие слабого веш. магн. поля (1—10 Э) может кардинально изменить СТС. Напр., за счёт слабых магн. полей от магн. примесей и соседних ядерных магн. моментов (~ 10 Э) спектр размывается (рис. 8, а), а веш. поле ~ 200 Э приводит к появлению чёткой сверхтонкой структуры с узкими линиями (рис. 8, б).

За счёт процессов спин-спиновой и спи-решёточной релаксации электронной системы направление магн. сверхтонкого поля $H_{СТ}$ в ядре изменяется во времени.

Рис. 8. Спектр поглощения монохроматизированного метиоглобина при $T = 4,2$ К без внешнего магнитного поля (а) и в поле $H = 200$ Э (б).



В результате в мёсбауэровских спектрах СТС наблюдается уширение отд. линий и уменьшение расстояний между ними как результат частичного усреднения $H_{СТ}$. Для малых времён релаксации $\tau \ll \tau_d$ (τ_d — период ларморовой прецессии ядерного спина в поле $H_{СТ}$) магн. часть СТС полностью усредняется, и в мёсбауэровских спектрах наблюдаются только квадрупольное расщепление. Такая релаксация, трансформация спектров наблюдается и в магнитоупорядоченных образцах в виде порошков из микрокластич. достаточно малых размеров (суперпарамагнетизм), и в магнитных жидкостях. М. с. используется для изучения релаксационных процессов в таких системах.

Экспериментальные методы

Конверсионная М. с. Резонансное поглощение γ -квантов можно фиксировать не только по ослаблению интенсивности проходящего через образец γ -излучения (а б с о р б ц и о н а в я М. с.), но и по изменению интенсивности вылетающих из образца конверсионных электронов (конверсионная М. с., см. Конверсия ионизирующей). В конверсионной М. с. достигается более высокое отношение сигнала к шуму, т. к. исследуется не весь образец, а только его небольшой приповерхностный слой, толщина к-рого сравнима с глубиной выхода конверсионных электронов из образца. Конверсионные электроны и их энергетич. спектр регистрируются пропорциональными счётчиками, магн. и др. бета-спектрометрами. Это позволяет выделять электроны разл. энергий и тем самым фиксировать процессы резонансного поглощения γ -квантов на разл. глубинах образца. Такая селективная по глубине конверсионная М. с. даёт возможность исследовать слои толщиной от в.ск. нм до долей мкм. С помощью селективной по глубине М. с. изучаются тончайшие магн.

слои, процессы коррозии, катализа и др. поверхностные явления.

Измерения интенсивности характеристич. рентгеновского излучения, возникающего в ходе резонансного поглощения γ -квантов вслед за процессом внутр. конверсии, позволяют исследовать хим. состав поверхностных слоёв порядка в.ск. десятков нкм.

Эмиссионная М. с. В эмиссионной М. с. объектом исследования являются вещества, в к-рые введены радиоакт. ядра, образующие в результате ядерных превращений и последующего каскада γ -переходов возбуждённое ядро, испускающее резонансные γ -кванты (рис. 9). Анализ энергетич. спектра испускаемых γ -квантов проводится с помощью мёсбауэровского спектрометра, в к-ром поглотитель содержит резонансные ядра в осн. состоянии и имеющие единичную линию поглощения (либо с помощью детектора конверсионных электронов).

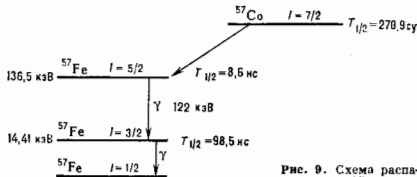


Рис. 9. Схема распада ^{57}Co .

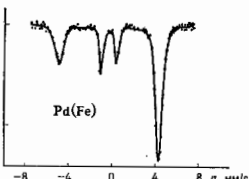
Эмиссионная М. с. расширяет класс исследуемых объектов и физ. явлений. Метод обладает высокой чувствительностью. Можно исследовать образцы с чрезвычайно малой концентрацией радиоакт. ядер (порядка $10^{-8}\%$). В процессе ядерных превращений и каскада γ -переходов электронная оболочка иона или его электронное окружение оказываются в неравновесном зарядовом состоянии. Если время жизни неравновесного состояния меньше времени жизни возбуждённого состояния ядра, то в спектрах испускания наблюдаются дополнит. линии с хим. сдвигом и квадрупольным сплитингом, соответствующими неравновесному зарядовому состоянию.

В эмиссионной М. с. можно производить дифференцированные по времени измерения мёсбауэровских спектров. Регистрируя один из γ -квантов (напр., γ -квант с энергией 122 кэВ в распаде ядра ^{57}Co , рис. 9), можно зафиксировать момент образования возбуждённого состояния ядра, испускающего резонансные γ -кванты, а затем при помощи совпадений слемы с временной задержкой измерить спектры испускания в заданный момент времени относительно момента образования возбуждённого состояния. Таким методом обнаруживаются неравновесные зарядовые состояния ионов с временами жизни, значительно меньшими, и можно проследить кинетику распада этих состояний.

Эмиссионная М. с. — уникальный инструмент исследования радиац. повреждений. Материнское ядро является источником разл. рода ядерных излучений, вызывающих локальные нарушения структуры. Образующееся в ходе ядерных превращений возбуждённое резонансное ядро является датчиком, фиксирующим наличие радиац. повреждений и кинетику их распада (см. Радиационные дефекты).

При сверхкритич. темп-рах, когда все релаксационные процессы замедлены, неравновесной может оказаться заселённость магн. подуровней возбуждённого состояния ядра и эмиссионные спектры магн. СТС становятся асимметричными. В качестве примера на рис. 10 представлены спектры испускания γ -квантов (с энергией 14,4 кэВ) ядрами ^{57}Fe , образующимися при распаде

Рис. 10. Спектр испускания γ -квантов с $E = 14,4$ эВ ядер ^{57}Fe , образующихся при распаде ^{57}Co , внедрённого в Pd (концентрация $\sim 10^{-4}\%$), при $T = 0,825$ К в поле $H = -500$ Э, параллельном направлению γ -квантов.



ядер ^{57}Co (рис. 9), внедрённых в Pd. Спины ядер ^{57}Co поляризуются во внеш. поле, и частично ядерная спиновая поляризация persists в ходе распада ядра ^{57}Co возбуждённого состояния ядра ^{57}Fe . За счёт поляризации ядер (см. Ориентированные ядра) интенсивности крайних линий спектра оказываются неодинаковыми. По разности их интенсивности определяется величина сверхтонкого магн. поля $H_{\text{ст}}$ на ядрах ^{57}Co . По расстоянию между крайними линиями находится $H_{\text{ст}}$ на ядрах ^{57}Fe .

Другие методы. Резонансное рассеяние γ -квантов с последующим анализом энергетик. спектра рассеянных γ -квантов позволяет исследовать релаксационные процессы в электронной спиновой системе с характерными временами порядка времени жизни возбуждённого состояния ядра.

Резонансные γ -кванты можно использовать как источник при исследовании нерезонансного резлеевского рассеяния на электронах (резлеевского рассеяния мёссбауэровского излучения, РРМИ) вместо обычного применяемого источника рентг. квантов. Высокие энергии, разрешение позволяет выделить упругую компоненту в рассеянном излучении и тем самым осуществлять прецизионный структурный анализ вещества. Это особенно важно вблизи темп-ры плавления, в окрестностях точек фазового перехода, а также для ионных сверхпроводников. Наличие НЧ-колебл. и вращат. мод или диффузии либо наличие конформацион. подвижности (изменения структуры) в биол. соединениях вызывает неупругое рассеяние, к-рое невозможно отделить от упругого в обычном методе рентгеновского структурного анализа. Метод РРМИ не требует присутствия в исследуемом веществе резонансного ядра и поэтому может быть использован для более широкого класса веществ, чем методы обычной М. с.

Заключение. М. с. позволяет в одном эксперименте определить вероятности эффекта Мёссбауэра, величину температурного смещения, хим. сдвига, квадрупольного и магн. расщеплений, формы линий отд. компонент. Это сочетается с возможностью влиять на мёссбауэровские спектры с помощью внеш. воздействий (темп-ры, давления, магн. и электр. полей, ультразвука и радиочастотного излучения). Всё это, а также доступность большого числа резонансных нуклидов и возможность выбором экстрим. методики исследовать объекты размерами от одного монолота до массивного образца делают М. с. уникальным методом анализа физ. и хим. свойств твёрдых тел.

Наряду с применением М. с. в физике твёрдых тел, в ядерной физике, химии, биологии, физике и химии поверхности М. с. также используются в геологии (разведка и экспресс-анализ руд, определение фазового состава метеоритов и образцов лунного грунта), металлофизике (упрочнение и старение сплавов), машиностроении, медицине (напр., для измерения глазо-орбитального пульса), технике (измерения скоростей и вибрации), археологии (установление состава керамики, красок и их старения).

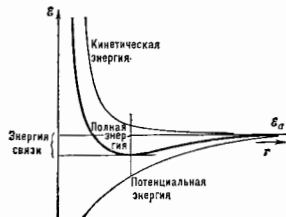
Лит.: Шпильфельд В. С., Резонанс гамма-лучей в кристаллах, М., 1969; Суэда Я. и П. П., Динамические эффекты в гамма-резонансной спектроскопии, М., 1979; Риггетт Дж. М., Mössbauer spectroscopy in actinide research, «Radiochimica Acta», 1983, v. 32, p. 105; Козе Р. В., Измерения резонансных эксперимен-

ты с использованном источнике синхротронного излучения, в кн.: Мёссбауэровская спектроскопия, пер. с англ., М., 1983; Золотоя Е. В., И. О. И. Е. М., Когерентное резонансное рассеяние мёссбауэровского излучения, Рига, 1986; Вайлик В., Investigation of electronic relaxation in a classic magnet by selective-excitation double-Mössbauer techniques. Theory and experiment, «Phys. Rev. B», 1986, v. 33, № 11, p. 7421. А. М. Афанасьев.

МЕТАГАЛАКТИКА — совокупность галактик и мегалактик. среды. Ныне наблюдениями доступна часть М., содержащая искр. млрд. галактик (см. Вселенная).

МЕТАЛЛИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ — равновидность гомополярной хим. связи, реализующаяся в металлах и сплавах. При сближении атомов и образовании кристаллов металлов и сплавов волновые ф-ции валентных электронов перекрываются. Поэтому представление о локализации внеш. электронов вблизи атома теряет смысл. Это соответствует классич. представлению о наличии в металлах «газа» свободных электронов (см. Дроби теория металлов). Отрицательно заряженный электронный газ удерживает положительно заряженные ионы металла на определённых расстояниях друг от друга.

В действительности М. с. имеет более сложную природу, и методы её расчёта основаны на зонной теории твёрдого тела. В наиб. простом варианте характер М. с. определяется двумя факторами. С одной стороны, при сближении металлы, атомов волновые ф-ции электронов перекрываются и электрон имеет возможность перемещаться в более широкой области пространства (чем в изолированном атоме), где он имеет более низкую потенциальную энергию. С др. стороны, при сжатии электронного газа возрастает энергия Ферми E_F , а с ней ср. кинетич. энергия электронов E_k . Равновесная плотность электронов соответствует минимуму полной энергии. Расстояние между ионами, при к-ром это условие реализуется, можно считать атомным радиусом металла (рис.).



Чистая ненаправленная М. с. наблюдается у одновалентных металлов (Na, Li и др.), обладающих кубическими плотно упакованными структурами. В случае металлов с искр. электронами на внеш. оболочке характер взаимодействия усложняется, поскольку все электроны делокализуются. Поэтому определённую составляющую в связь вносит ковалентное взаимодействие (см. Ковалентная связь). Эти металлы имеют кубическую объёмно-центриров. структуру или гексагональную плотную упаковку атомов.

М. с. определяет электр. и тепловые свойства металлов, обуславливая высокие электр. и теплопроводности. Характер М. с. сказывается и на механич. свойствах металлов. Металлы — наиб. пластичные кристаллы, т. к. в них возможно свободное перемещение дислокаций: E_F уменьшается, если расстояние между ионами растёт. Соответственно энергия связи зависит гл. обр. от плотности упаковки атомов и система легко приспособляется к локальным отклонениям от строгой регулярности решётки.

Лит.: Займан Дж., Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., М., 1974; см. также лит. при Ст. Металлы.

МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ (Am-звезды) — подгруппа *лижских пекларных звезд* верхней части главной последовательности Герцишпрунга — Рассела диаграммы. М. з. расположены в области *спектральных классов* F5 — A5, однако границы несколько размыты. Привычно, по к-рому классифицируются М. з., — уменьшенное содержание в их атмосферах Са и (или) Sc и (или) увеличенное содержание элементов группы железа. Спектральные исследования показывают, что в подавляющем большинстве случаев М. з. являются членами двойных звездных систем.

МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СТЕКЛА (метглассы) — разновидность *аморфных металлов*, аморфные сплавы с металлич. типом проводимости, к-рые не имеют дальнего порядка в пространстве, расположения атомов и характеризуются макроскопич. коэф. сдвиговой вязкости $\eta \approx 10^{14} - 10^{15}$ Па. Их изготавливают в виде плёнок, лент и проводов с помощью спец. техн. приёмов (закалка из расплава при типичных скоростях охлаждения $\sim 10^6$ К/с, термич. напыление или катодное распыление в вакууме на охлаждаемую подложку и т. д.), к-рые ведут к быстрому затвердеванию сплавляемых компонентов в относительно узком температурном интервале около т. в. температуры стеклования T_g .

М. с. обладают уникальным сочетанием высоких механич., магн., электр. и коррозионных свойств [1—8].

М. с. исключительно тверды и обладают высокой прочностью на растяжение; напр., предел текучести σ_y для М. с. Fe₂₀B₂₀ достигает $3,6 \cdot 10^8$ Н/м² (370 кгс/мм²) [5], что намного превосходит значение σ_y лучших сталей; по этой причине М. с. применяют для армировки в композит. материалах (композитах).

По магн. свойствам М. с. подразделяют на два технологически важных класса. М. с. класса «ферромагнитный переходный металл» (Fe, Co, Ni, в количестве 75—85%) — металл (В, С, Si, P—15—25%) являются *магнитно-мягкими материалами* с незначительной *коэрцитивной силой* H_c ввиду отсутствия магн.-кристаллич. анизотропии (наблюдаемая макроскопич. *магнитная анизотропия* обусловлена при ненулевой магнитострикции внутр. или внеш. напряжениями, к-рые могут быть сняжены при отжиге, а также наведенной анизотропией в расположении пар соседних атомов). *Магнитная атомная структура* осп. состоянии таких систем может быть представлена в виде совокупности параллельно ориентированных локализованных магн. моментов при отсутствии трансляц. периодичности в их пространстве, размещении, причём благодаря эффектам локального окружения магн. моменты ионов по своей величине могут флуктуировать (см. *Аморфные магнетики*). М. с. этого класса имеют почти прямоугольную петлю *гистерезиса магнитного* с высоким значением индукции насыщения B_s , что в сочетании с высоким уд. электр. сопротивлением ρ , следовательно, низкими потерями на вихревые токи делает М. с. по сравнению с электротехн. сталями более предпочтительными при применении, напр., в трансформаторах [6].

Сравнительные характеристики нек-рых кристаллич. и зарубежных аморфных магнитно-мягких сплавов [2] (а также одного из отечеств. М. с. 94 ЖРСР — А на основе железа [8]) приведены в табл. 9а.

М. с. класса *среднеземельный элемент — переходный d-металл*, обычно протравливаемые в виде плёнок с помощью катодного распыления, в ряде случаев (Gd — Co, Gd — Fe) обнаруживают коллинеарную ферромагн. структуру со свойствами, перспективными для создания устройств с памятью на *цилиндрических магнитных доменах* (ЦМД), напр. низкой намагниченности насыщения M_s и высокой анизотропией, перпендикулярной плоскости плёнки [3]. В большинстве др. случаев сильная локальная одноионная анизотропия со случайным распределением осей лёгкого намагничивания, присутствующая редземельным ионам с ненулевым орбитальным

Сравнительные характеристики некоторых магнитно-мягких кристаллических и аморфных сплавов (при 300 К)

| | Состав (в %), марка | T_g , °C | | H_c , А/м | ρ , Ом·см |
|------------------------|---|------------|-------|-------------|----------------|
| | | В, Тл | Т, °C | | |
| Кристаллические сплавы | 80 Ni, 16 Fe, 4 Mo, молибденистый термаллоид | 0,78 | 460 | 1,99 | 55 |
| | 80 Ni, 20 Fe, супермаллоид | 0,82 | 400 | 0,46 | 65 |
| | 50 Ni, 50 Fe, дельтааллоид | 1,60 | 480 | 7,96 | 45 |
| | 96,8 Fe, 3,2 Si, трансформаторная сталь текстурованная | 2,03 | 730 | 39,80 | 50 |
| Аморфные сплавы | Fe ₈₀ Co ₁₀ Si ₁₀ B ₁₀ | 0,67 | 430 | 0,80 | 134 |
| | Fe ₈₀ Ni ₁₀ P ₁₀ B ₁₀ , метгласс**—2826 | 0,82 | 247 | 1,59 | 180 |
| | Fe ₈₀ Co ₁₀ P ₁₀ B ₁₀ , метгласс—2615 | 1,49 | 292 | 3,98 | 150 |
| | Fe ₈₀ Ni ₁₀ P ₁₀ B ₁₀ , метгласс—2605 | 1,60 | 374 | 3,18 | 140 |
| | 94 ЖРСР — А | 1,60 | 370 | 4,70 | 125 |

* T_g — температура перехода в парамагнитное состояние (Кюри точка).

** Metglass — зарегистрированная торговая марка корпорации Allied Chemical Corporation.

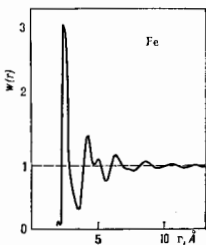
моментом, обычно приводит в М. с. этого класса к хаотич. неколлинеарной структуре типа *случайного стекла*.

Из электр. свойств М. с. наиб. существенны большая величина остаточного магнитного сопротивления (обычно в 2—4 раза больше, чем у кристаллич. аналогов) и малое значение температурного коэф. сопротивления $(1/\rho)(d\rho/dT) = 10^{-4} - 10^{-3}$ К⁻¹ (вне температурного интервала протекания процессов структурной релаксации и кристаллизации).

Ряд М. с. класса «переходный металл — неметалл» с добавками Сг и Р обнуляет исключит. коррозионную стойкость в агрессивных средах, превышающую на неск. порядков стойкость нержавеющей сталей [3,7]. Неупорядоченность атомной структуры М. с. является также причиной высокой стойкости их свойств к воздействию радиации.

Аморфная структура М. с., являясь метастабильной, обладает очень большим временем жизни. Напр., оценки временного интервала эксплуатации, определяемого началом процесса кристаллизации, дают для одного из наименее стабильных М. с. Fe₂₀B₂₀ ок. 550 лет при 175 °С и 25 лет при 200 °С [2].

Своеобразие физ. свойств М. с. является следствием аморфности их структуры (её хим. гомогенности, отсутствия межконтурных границ и линейных дефектов типа *дислокаций*). На рентгено-, электро- и нейтронграммах М. с. имеется неск. диффузных гало, к-рые описываются с помощью ф-ции радиального распределения атомов (ФРРА) $4\pi r^2 \rho(r)$, где $\rho(r)$ — усреднённая атомная плотность на расстоянии r от случайного, выбранного за начало отсчёта атома (рис.). ФРРА не даёт полной информации о расположении атомов в трёхмерном пространстве, однако в сочетании с др. методами (исследованием тонкой структуры рентг. спектров поглощения, ангиэвидацией позитронов и т. д.) она даёт возможность отобразить те структурные модели М. с.,



Нормированная функция радиального распределения атомов $W(r) = 4\pi r^2 \rho(r) / 4\pi r^2 \rho_0$ (ρ_0 — средняя атомная плотность вещества) для аморфного железа [8].

к-рые лучше всего соответствуют эксперим. данным. Сходство ФРРА для аморфного и жидкого состояний, особенно на больших и ср. расстояниях, позволило на первых порах использовать для одноатомных М. с. модель случайной плотной упаковки твёрдых сфер, в своё время предложенную Дж. Д. Берналом (J. D. Bernal) для

однотомных жидкостей, а для М. с. типа «металл — неметалл» — модификацией этой модели [10], согласно которой небольшие атомы неметалла заполняют большие пустоты («дырки» Вернала) в случайной плотной упаковке атомов металла и не соседствуют друг с другом. Однако данные дифракц. экспериментов (напр., расширение второго пика ФРРА, отсутствующее в жидких металлах) говорят о существовании в М. с. ближнего атомного порядка. Расчёты термодинамич. устойчивости атомных микрокластеров и структурного фактора для М. с. указывают на предельность для них модели ближнего порядка [11], в к-рой осн. элементом структуры является икосаэдр — правильный двадцатигранник, получаемый упаковкой 12 слегка искажённых тетраэдров и обладающий 12 вершинами с 5 сходящимися ребрами, через к-рые можно провести 6 осей симметрии пятого порядка.

Хотя икосаэдрич. кластер не может быть элементом построения кристалла, поскольку невозможно плотно заполнить трёхмерное пространство путём периодич. трансляций икосаэдра без появления несогласованности в структуре, неским аргументом в пользу икосаэдрич. ближнего порядка в М. с. является также недавнее открытие в сплаве $Al_{12}Mn_{14}$ [12] принципиально нового типа атомич. структуры твёрдых тел — квазикристаллич. структуры с икосаэдрич. дальним порядком (см. Квазикристаллы). Подобно М. с., квазикристаллы получают быстрой закалкой из расплава (напр., для определённых составов в системах $Al - Mn$, $Ni - V - Ti$, $Al - Mg - Zn$, $Al - Mg - Cu$, $Fe - Ti$, $Al - Fe$), но, в отличие от М. с., дают на рентгенограммах когерентные брэгговские рефлексы, соответствующие симметрии пятого или даже десятого порядка [13, 14]. Нек-рые М. с. (напр., $Pd_{40}Co_{20}Si_{20}$ [15]) после отжига переходят в квазикристаллич. состояние, обнаруживая тем самым тесную генетич. связь структурного состояния М. с. и квазикристаллич. состояния.

Лит.: 1) В. В. Виноградов, А. А. Амелин, А. М. Амелин, «УФН», 1981, т. 134, с. 305; 2) Л. В. Бонч-Бруевич, Ф. В. Переплеткин, «Материалы и методы в магнитных устройствах», в кн.: Магнетизм аморфных систем, пер. с англ., М., 1981; 3) Э. В. Дригальский, К. В. С. Аморфные ферро- и ферромагнитные пер. с нем., М., 1982; 4) Крайнов И. В., С. Л. Ивницкий, И. Л., Физические свойства металлов и сплавов в аморфном состоянии, в кн.: Итоги науки и техники. Металловедение и термическая обработка, т. 18, М., 1982; 5) Металлические стекла, пер. с англ., М., 1984; 6) Amorphous metallic alloys, ed. by F. Lubovsky, L. - Ia. o. I., 1983; 7) Аморфные сплавы, М., 1984; 8) Преображенский А. А., Виноградов Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; 9) Ichikawa T., Electron diffraction study of the local atomic arrangement in amorphous iron and nickel films, «Phys. Stat. Sol. (a)», 1973, v. 19, № 2, p. 707; 10) Poik D. E., The structure of glassy metallic alloys, «Acta Metall.», 1972, v. 20, № 4, p. 485; 11) Sachdev S. N. et al., D. R., Order in metallic glasses and icosahedral crystals, «Phys. Rev. B», 1985, v. 32, № 7, p. 4592; 12) Schechtman D. et al., Metallic phase with long-range orientational order and no translational symmetry, «Phys. Rev. Lett.», 1984, v. 53, № 2, p. 593; 13) Steinhilber P. J., Quasicrystals. I, 2, «Phys. Rev. B», 1986, v. 34, № 2, p. 598; 14) Ивницкий И. П., Квазикристаллы, пер. с англ., «В мире науки», 1986, № 10, с. 19; 15) Poik D. E. et al., D. R., et al., The structure of glassy metallic icosahedral phase transformation in $Pd - U - Si$ alloys, «Phys. Rev. Lett.», 1985, v. 55, № 21, p. 2324. М. В. Медведев.

МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ВОДОРОД — совокупность фаз высокого давления водорода, обладающих металлич. свойствами. Возможность перехода водорода в металлич. фазу была выявлена теоретически рассмотрена Ю. Вигнером и Х. Б. Хантингтоном в 1935 [1]. В дальнейшем по мере развития методов электронной теории металлов ур-ные состояния металлич. фаз водорода исследовалось теоретически. На рис. 1 приведена фазовая диаграмма, полученная путём синтеза результатов этих расчётов с эксперим. и теоретич. данными по ур-нич. состоянию молекулярного водорода [2]. При атм. давлении и низких темп-рах водород существует в виде диэлектрич. молекулярного кристалла, при повышении давления происходит переход в кристаллич. металлич. состояние. При этом в зависимости от темп-ры возможны 3 фазы М. в. При темп-ре $T = 0$ К и давлении $p = 300 - 100$ ГПа металлизация

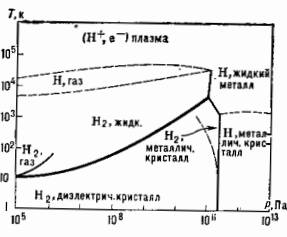


Рис. 1. Диаграмма состояния водорода.

сопровождается перестройкой кристаллич. структуры, диссоциацией молекул H_2 и металлич. кристалл становится атомарным [3]. При $T > 10$ К возможна металлизация с сохранением структуры молекулярного кристалла (пунктир); металлизация такого типа ранее наблюдалась в воде. При дальнейшем повышении давления или темп-ры наступает плавление металлич. фазы и образуется жидкий атомарный М. в.

Водород в металлич. фазе содержится в недрах планет-гигантов Юпитера и Сатурна. Согласно совр. моделям, на Юпитере водород в молекулярной фазе присутствует только до глубин порядка 0,22 радиуса планеты [2]. На большей глубине водород в смеси с He образует жидкую металлич. фазу (рис. 2, 4)].

Сообщалось о получении М. в. в экспериментах по ударному сжатию и по сжатию в алмазных наковальных [5], однако надёжных эксперим. данных о давлении перехода и ур-нич. металлич. фазы пока нет.

Важность получения М. в. связана с тем, что в нём должен сочетаться ряд уникальных свойств. Во-первых, из-за малой массы атомов аномально велика *Дем-ва температура* θ_D . Как следствие этого, темп-ра сверхпроводящего перехода T_c в твёрдой фазе при давлении порядка давления металлизации должна превышать 200 К, что значительно выше, чем у всех известных сверхпроводников, т. к. $T_c \propto \theta_D$ [6].

Во-вторых, М. в. может существовать в виде *квантовой жидкости*. Малая масса атомов водорода приводит к большой величине амплитуды *квантовых колебаний* атомов, благодаря чему даже при $T = 0$ К может не происходить кристаллизация. В противоположность известным квантовым жидкостям (3He и 4He) плавление кристаллич. М. в. наступает при возрастании давления. Надёжных расчётных данных о структуре и кривой плавления металлич. фазы пока нет. Согласно нек-рым расчётам, давление, при к-ром происходит плавление при $T = 0$ К, порядка давления, необходимого для металлизации, т. е. в этом случае твёрдой фазы Н может не быть.

При снятии давления и обратном переходе из металлич. фазы в диэлектрическую выделяется энергия ~ 290 МДж/кг, что в неск. раз выше, чем даёт любой известный вид топлива. Перспективы практич. использования М. в. в качестве аккумулятора энергии зависят от того, какие условия требуются для осуществления метастабильной металлич. фазы при частичном снятии внеш. давления и каково её время жизни. Кроме протия 3H металлизация может происходить в кристаллах дейтерия 2H и лития 7Li , с той лишь раз-

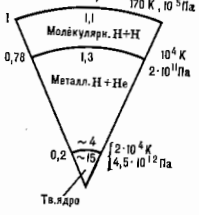


Рис. 2.

ницей, чем квантовые свойства этих кристаллов выражены слабее, а тем-ра сверхпроводящего перехода T_c в них ниже.

Лит.: 1) Wigner E., Huntington H. B. On the possibility of a metallic modification of hydrogen, *J. Chem. Phys.*, 1935, v. 3, p. 746; 2) Stevens D. J., Interiors of giant planets, *Planet. Space Sci.*, 1982, v. 19, p. 23; 3) Кагал Ю., Пущкарев В., Холдас А., Уравнение состояния металлической фазы вольфрама, «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 967; 4) Жакобс В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983, гл. 10; 5) Гурьев Ф. Ф. В. и др. Экспериментальное определение скин-слоев вольфрама при плотностях $0,5 \pm 2 \text{ г/см}^3$, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 18, с. 286; 6) Росс М., Matter under extreme conditions of temperature and pressure, «Нерг. Прогр. Ривиз. 1985, ч. 48, р. 1; 7) Мид В. Л., Zallen H. J. P., Freeman A. A., Structural properties superconductivity and magnetism of metallic hydrogen, «Phys. Rev. B», 1984, v. 30, № 9, p. 5076. В. В. Авилов.

МЕТАЛЛОПТИКА — раздел физики, в к-ром изучаются оптич. и эл.-динамич. свойства металлов и взаимодействие с ними оптич. излучения.

В ИК- и видимой области оптич. диапазона металлы отражают падающее излучение (металлич. блеск). Это объясняется преимущественным рассеянием света при его взаимодействии со свободными электронами, концентрация к-рых N достигает в металлах $\sim 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Электроны излучают в процессе рассеяния вторичные волны, к-рые при сложении формируют сильную отражённую волну. Поглощение квантов света непосредственно электронами проводимости возможно только при их одновременных (относительно редких) столкновениях с фононами, примесями, друг с другом, поверхностью металла, границами зёрен и кристаллитов. Столкновения и формирование из рассеянного света отражённой волны происходит в тонком приповерхностном слое (скин-слое толщиной $\delta \ll 1 \text{ мкм}$), в к-ром затухает проникающее в металл излучение.

Роль свободных электронов во взаимодействии эл.-магн. излучения с металлами является определяющей в широком диапазоне частот (от радиодиапазона до ближнего ИК-диапазона).

В результате такого влияния оптич. и эл.-м. свойства металлов взаимосвязаны: чем больше статич. проводимость металла, тем сильнее он отражает свет. Отклонения возникают при низких тем-рах и на высоких частотах (видимая область спектра), когда важную роль играют квантовые эффекты, связанные с электронным рассеянием, межзонными переходами и др. В УФ- и более КВ-диапазонах с излучением взаимодействуют электроны внутр. оболочек атомов, и, напр., в рентг. области спектра металлы уже не отличаются от диэлектриков по оптич. свойствам.

Оптич. свойства металлов непосредственно связаны с величиной их проводимости $\sigma(\omega)$, зависящей от частоты ω . В рамках классич. электродинамики оптич. свойства однородных изотропных металлов можно описать с помощью комплексного показателя преломления $n' = \sqrt{\epsilon} = n + ik$, где n — показатель преломления, k — показатель поглощения. Если $\epsilon = \epsilon' + i(4\pi\sigma/\omega)$ — диэлектрич. проницаемость, для изотропных металлов ϵ — тензор. В радиодиапазоне свойства металлов характеризуются связанным с n' поверхностным импедансом $Z = 4\pi/\sigma n'$. Оптич. постоянные n и k зависят от частоты. При таком рассмотрении формализм М. и оптики прозрачных сред совпадает (то же волновое ур-ние, ф-лы Френеля и т. п.). При этом постоянная распространения света в металле является также комплексной величиной, как ϵ и n' , что означает затухание эл.-магн. волны. Глубина, на к-рой величина эл.-магн. поля уменьшается в e раз (глубина скин-слоя), $\delta = c/\omega k$.

Общ. представления теории М. и объяснение спектральных зависимостей коэф. отражения $R(\omega)$ и поглощения $A(\omega)$ базируются на теории твёрдого тела и скин-эффекта в металле.

Вид зависимостей $R(\omega)$ и $A(\omega)$ определяется соотношением длины свободного пробега электронов l , длины

пробега λ электрона за период колебаний поля и величины скин-слоя δ или соотношением частот падающего излучения ω , плазменной частоты свободных электронов $\omega_p = (4\pi N e^2/m^*)^{1/2}$, частоты электронных столкновений γ и величины $\Omega = \omega_p/c$, характеризующей влияние на поглощение эффектов пространств. дисперсии проводимости. Здесь v — фермиевская скорость электрона, e — его заряд, m^* — эффективная масса. Типичные для металлов значения составляют: $l = 0,03 - 0,1 \text{ мкм}$, $\omega_p = (5 - 20) \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\gamma = (2 - 50) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\Omega = (1 - 10) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

При $\gamma > \Omega$ связь между напряжённостью эл.-м. поля и плотностью наведённого тока проводимости локальна, т. е. либо $l < \delta$, либо $s < \delta$. При этом свет затухает с глубокой экспоненциальной (нормальная скин-эффект), а оптич. свойства описываются комплексной диэлектрич. проницаемостью $\epsilon = (n + ik)^2$. Входящие в неё показатели преломления (n) и поглощения (k) выражаются через ω_p и γ с помощью дисперсионных ф-л классич. электронной теории металлов (ф-лы Друдо — Зинера):

$$n(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left(\left(\frac{\gamma}{\omega} \right)^2 - (y - \epsilon_\infty)^2 \right)^{1/2} + (y - \epsilon_\infty) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

$$k(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left(\left(\frac{\gamma}{\omega} \right)^2 - (y - \epsilon_\infty)^2 \right)^{1/2} - (y - \epsilon_\infty) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где $y = \omega_p^2 / (\omega^2 + \gamma^2)$, $\epsilon_\infty \approx 1$ — высокочастотный предел диэлектрич. проницаемости металла при $\omega \gg \omega_p$. В ИК-области спектра ($y \gg 1$)

$$A(\omega) = \frac{4\pi}{(n+1)^2 + k^2} \approx 2\sqrt{2} \frac{\omega}{\omega_p} \left[\left(1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2} \right)^{1/2} - 1 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$\delta = \frac{c}{\omega} \left[\frac{2(\omega^2 + \gamma^2)}{\omega(\omega^2 + (\omega^2 + \gamma^2)^{1/2})} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

При низких частотах ($\omega \ll \gamma$; область I, рис. 1) выполняются соотношения Хагена — Рубенса:

$$n \approx x \approx \frac{\omega_p}{\sqrt{2\gamma\omega}} \gg 1; \quad \delta = \frac{c}{\omega_p} \left(\frac{2\gamma}{\omega} \right)^{1/2}; \quad (4)$$

$$A = 2\sqrt{2} \frac{\sqrt{\gamma\omega}}{\omega_p} = 2\sqrt{\frac{\gamma}{2\pi\rho}},$$

где ρ — удельное статич. сопротивление металла. Для сплавов эти соотношения справедливы вплоть до средней ИК-области спектра (до длины волн $\lambda \sim 5 - 10 \text{ мкм}$, пока $\delta > l$). При этом $n \approx x \approx 10 - 50$, $A \approx 0,04 - 0,2$, $\delta \approx 0,1 - 0,3 \text{ мкм}$.

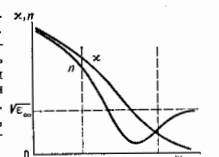


Рис. 1. Спектральные зависимости оптич. характеристик металла n , k , δ , A по теории нормального скин-эффекта: I — область соотношения Хагена — Рубенса; II — область релаксации (средней и ближней ИК-диапазон); III — область прозрачности (УФ-диапазон). По оси абсцисс — логарифмический масштаб частоты.

В ВЧ-области ($\gamma < \omega \ll \omega_p$), охватывающей для хорошо отражающих металлов ближней и средней ИК-диапазон ($\lambda \sim 1 - 10 \text{ мкм}$), оптич. характеристики определяются преим. недиссипативным затуханием света в электронной плазме металла (область II, рис. 1). Из (2) следует, что

$$n \approx \frac{\gamma\omega_p}{2\omega} \ll 1, \quad k \approx \frac{\omega_p}{\omega} \gg 1, \quad (5)$$

$$\delta = \frac{c}{\omega_p}, \quad A = 2 \frac{\gamma}{\omega_p}.$$

Глубина скин-слоя здесь составляет $\sim 0,02 - 0,05 \text{ мкм}$, а коэф. поглощения не зависит от частоты и определя-

ется эффективно столкновений электронов ($A \approx \approx 0,01 - 0,1$). Скин-эффект близок к нормальному, т. к. $s \ll l, \delta$.

В видимой области спектра, наряду с внутривозможным поглощением света свободными электронами, на оптич. характеристики ряда металлов влияют межзонное поглощение, не описываемое теорией Друде — Зинера. Коэф. поглощения при этом возрастает до 0,2—0,5. В УФ-области при $\omega > \omega_p$ (область III, рис. 1) для всех металлов типичен переход от сильного отражения к прозрачности, вследствие изменения характера поляризуемости среды и знака ϵ' . При $\omega \gg \omega_p$ отклик металлов на эл.-магн. воздействие связан с возбуждением излучения внутр. электронных оболочек атомов и аналогично отклику диэлектриков.

В табл. приведены значения величин n, κ и R при комнатной темп-ре для нек-рых металлов в видимой и ИК-области.

Оптические характеристики некоторых металлов

| | $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ | | | $\lambda = 5,0 \text{ мкм}$ | | |
|------------|-----------------------------|----------|---------|-----------------------------|----------|---------|
| | n | κ | $R, \%$ | n | κ | $R, \%$ |
| Cu | 1,08 | 2,70 | 83,2 | 3,1 | 32,8 | 98,9 |
| Ag | 0,11 | 2,94 | 95,5 | 2,4 | 34,0 | 99,2 |
| Au | 0,50 | 2,04 | 68,8 | 3,3 | 35,2 | 98,95 |
| Zn | — | — | — | 3,8 | 26,2 | 97,9 |
| Al | 0,50 | 4,59 | 91,4 | 6,7 | 37,6 | 98,2 |
| In | — | — | — | 9,8 | 32,2 | 96,6 |
| Sn | 0,78 | 3,58 | 80,5 | 8,5 | 28,5 | 96,2 |
| Pb | 1,70 | 3,30 | 82,6 | 9,0 | 24,8 | 95,0 |
| Ti | 2,10 | 2,82 | 52,5 | 3,4 | 9,4 | 87,4 |
| Nb | 2,13 | 3,07 | 56,0 | 8,0 | 27,7 | 96,2 |
| Y | 2,85 | 3,33 | 56,6 | 8,6 | 17,5 | 92,7 |
| Mo | 3,15 | 3,73 | 59,5 | 4,25 | 23,9 | 97,2 |
| W | 3,33 | 2,96 | 51,6 | 3,48 | 21,2 | 97,0 |
| Fe | 1,46 | 3,17 | 63,7 | 4,2 | 12,5 | 90,8 |
| Co | 1,56 | 3,43 | 65,9 | 4,3 | 14,6 | 92,9 |
| Ni | 1,54 | 3,10 | 61,6 | 4,95 | 18,5 | 94,8 |
| Pt | 1,76 | 3,59 | 65,7 | 7,7 | 20,2 | 93,7 |

Для наклонно падающего света коэф. отражения и поглощения, а также фазовые сдвиги γ при отражении зависят от состояния поляризации света. Для s -поляризов. излучения величина коэф. отражения R^s монотонно растёт с увеличением угла падения α ; зависимость $R^s(\alpha)$ для p -поляризов. излучения имеет вид кривой с минимумом при $\alpha \approx \arcsin(1/m)$. При $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$ значения R^s и R^p совпадают. Вследствие отличия R^p от R^s и Q^p от Q^s при отражении от металла наклонно падающей линейно поляризованой. волны она становится эллиптически поляризованой. Это используется для определения оптич. параметров n и κ (см. Френеля формулы).

Особенности в оптич. поглощении появляются при аномальном скин-эффекте, когда $\gamma < \Omega$ или $l > \delta = c/\omega_p$. Строгая теория здесь основывается на решении кинетич. ур-ния для неравновесной f -функции распределения электронов по энергиям в поле световой волны. Из теории следует, что существует особое, поверхностное поглощение, к-рое зависит от типа рассеяния свободных электронов на поверхности металла и возникает вследствие пространств. дисперсии проводимости. В области частот $\omega < \omega < \Omega$ (сильно аномальный скин-эффект) такой механизм поглощения является единственным, и определяемый им коэф. поглощения равен:

$$A = A_s = \frac{8\sqrt{3}}{9} \left(\frac{4}{3\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{v}{c}\right)^{1/2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^{3/2} \quad (6)$$

при зеркальном отражении электронов на поверхности и $A = A_d = 1/2 A_s$ при их диффузном рассеянии. Вклад механизма существует и на более высоких частотах

($\omega_p \gg \omega > \Omega$), когда слабо аномальное скин-эф. фекта), обусловленное им дополнительное [по отношению к (5)] поверхностное поглощение равно:

$$A_p = \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 p + \frac{3}{4} \frac{v}{c} (1-p). \quad (7)$$

В (7) p — феноменологич. коэф. Фукса зеркального отражения электронов ($0 \leq p \leq 1$), зависящий от микрогеометрии поверхности. Хотя влияние шероховатости поверхности на рассеяние электронов, строго говоря, не описывается одним параметром p , его удобно использовать как подгоночный. При этом чисто зеркальное отражение ($p = 1$) свойственно локально гладким поверхностям ($h \leq 5 \text{ мкм} < L$); h — среднеквадратичная высота шероховатей, L — коррел. длина. Для большинства реальных поверхностей $p \approx 0$ (диффузное рассеяние электронов). В этих условиях $A_p \approx A_{\text{Фукса}} \approx \approx 0,01$. Аномальный скин-эффект набл. заметно влияет на ИК-поглощение благородных металлов (рис. 2).

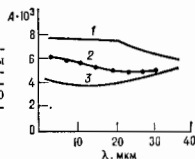


Рис. 2. Зависимости коэффициента поглощения серебра от длины волны при комнатной температуре: 1, 3 — расчет по теории аномального скин-эффекта при $p = 0$ и $p = 1$ соответственно; 2 — эксперимент.

В видимой области спектра существует доплит. поглощение, связанное с возбуждением на шероховатостях локализов. и бегущих поверхностных эл.-магн. мод (см. Поверхностные оптические волны), к-рые диссипативно затухают при распространении вдоль поверхности металла.

Оптич. характеристики металла изменяются при нагревании вследствие температурной зависимости частоты электронных столкновений $\gamma(T)$. Согласно существующим представлениям, в величину γ вносят аддитивный вклад процессы электрон-фононного (γ_{ef}), межэлектронного (γ_{ee}) и электрон-примесного (γ_{ep}) рассеяния. При низких темп-рах ($T < \theta$, θ — дебаевская темп-ра) коэф. поглощения минимален и определяется электронным рассеянием на поверхности и примесях, а также квантовыми эффектами в электрон-фононном взаимодействии. В среднем и ближнем ИК-диапазоне

$$A_{\text{мин}} = A_p + \frac{2\gamma_{ef}}{\omega_p} + \frac{4\gamma_{ee}}{5\omega_p} \left(1 - \frac{5\theta}{6\omega}\right). \quad (8)$$

где γ_0 — частота электрон-фононных столкновений при дебаевской темп-ре. Напр., при $T = 4,2 \text{ К}$ на $\lambda = 10 \text{ мкм}$ $A_{\text{мин}} = 2 \cdot 10^{-3}$ ($p = 1$); $6 \cdot 10^{-3}$ ($p = 0$) — для меди и $1,3 \cdot 10^{-3}$ ($p = 1$); $4,7 \cdot 10^{-3}$ ($p = 0$) — для серебра. При высоких темп-рах ($T > \theta$) он. вклад в γ и A вносит электрон-фононное столкновение, частота к-рых линейно растёт с T . Вследствие этого в том же частотном диапазоне

$$A(T) = A_0 + \eta T, \quad (9)$$

где $A_0 \approx A_{\text{мин}}$ — не зависящая от T компонента поглощения, η — термомич. коэф. $\sim (1-5) \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$.

С появлением лазеров сформировался новый раздел физ. М., в к-ром изучается взаимодействие с металлами интенсивного лазерного излучения. В теории лазерного воздействия развиты осн. представления физ. М. о механизмах поглощения света и передачи поглощённой энергии. При поглощении квантов возрастает кинетич. энергия отд. электронов, к-рая за короткое время ($\sim 10^{-12} - 10^{-13} \text{ с}$) перераспределяется между др. электронами в результате межэлектронного соударения и возрастает темп-ра электронного газа T_e . Далее эта энергия передаётся решётке за времена $\tau \sim 10^{-11} -$

10⁻¹⁰ с, что приводит к росту решётчной температуры (T_r). Через время $\sim 10^6$ обе темп-ры выравниваются ($T_e = T_r = T$). Нагрев внутр. слоёв осуществляется за счёт электронной теплопроводности. Т. к. коэф. поглощения металлов увеличивается с нагревом ($A \sim T$), то это ведёт к постепенному ускорению темпа разогрева металла лазерным излучением пост. плотности, вплоть до перехода к тепловой неустойчивости. При высоких интенсивностях и коротких воздействиях лазерного излучения T_e может значительно превышать T_r , а поглощение отличаться от равновесного. Помимо непосредств. роста темп-ры, к изменению коэф. поглощения A при лазерном нагреве на воздухе приводит окисление поверхности металла, сопровождающееся образованием поглощающих и интерференционных окисных плёнок, а также диффузией кислорода и кислородной металлы. Эти механизмы существенны при воздействии непрерывного интенсивного излучения. К росту A ведёт также образование на поверхности периодич. рельефа при нагреве металла в интерференц. поле падающего излучения и возбуждаемых им поверхностных ад.-магн. волн. Лазерное воздействие меняет также индикаторные отражения первоначально зеркальной металл. поверхности в результате появления заметного диффузного рассеяния света.

Отд. область М. составляют магнитооптич. явления в ферромагнетиках, заключающиеся во влиянии намагниченности на состояние поляризации при ограничении света от металла или прохождении его через тонкие плёнки (см. Керра эффект магнитооптический) и объясняемые в рамках квантовой теории взаимодействия внеш. и внутр. электронов ферромагнетика и влияния спин-орбитального взаимодействия на поглощение света.

В связи с развитием техн. оптики термин «М.» приобрёл ещё один смысл. Под М. понимаются также оптич. элементы и системы (в первую очередь зеркала), выполненные из металлов. Они используются в оптич. приборах разл. назначения (микроскопах, телескопах) в качестве экранов, отражателей и др. Широко распространение получила М. в криовакуумных системах, и в особенности в лазерной технике, где используются металл. зеркала в резонаторах CO₂-лазеров. Методами алмазного точения удаётся получать гладкие металл. поверхности с коэф. отражения 98—99%, обладающие малым рассеянием.

Лит.: Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; Гуров К. П., Основания физической теории, М., 1966; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Действие излучения большой мощности на металлы, М., 1970; Ли Ф и др. Е. М., Пятаевская Л. П., Физическая кинетика, М., 1979.

М. Н. Любимов.

МЕТАЛЛОФИЗИКА — раздел физики, в к-ром изучаются структура и свойства металлов и сплавов, взаимосвязь между ними и природа процессов, протекающих в металлах и сплавах. В отличие от физики металлов (где исследуются электронная структура металлов (электронный спектр) и связь её с электр. магн. и оптич. свойствами (см. Металлы), М. в основном занимается анализом кристаллич. структуры и связи её с решётчными (упругими, тепловыми, механическими) свойствами металлов и сплавов.

Центр. проблемой М. является изучение атомной структуры металлов и сплавов и её эволюции при изменении темп-ры, давления, магн. поля и др. Теория позволяет лишь в простейших случаях рассчитать характер кристаллич. структуры исходя из электронного строения атомов, и практически вся информация о кристаллич. решётках получена экспериментально (дифракция рентг. лучей, электронов, нейтронов, электронная микроскопия высокого разрешения, жёсткофокусная электронная микроскопия).

Кристаллич. структура чистых металлов характеризуется небольшим числом плотноупакованных решёток: объёмно центрированной кубической (ОЦК), гранецентрированной кубической (ГЦК), гексагональной плот-

ной упаковкой (ГПУ). Более сложные кристаллич. решётки присущи неким *лантаноидам* и *актиноидам* (Sn, Ga, In, Mn и др.). Для большинства чистых металлов при изменении темп-ры (T) или давления (p) наблюдаются полиморфные (аллотропич.) превращения. Для неких ферро- и антиферромагн. металлов превращения с изменением кристаллич. структуры наблюдаются и под воздействием магн. поля. Все полиморфные превращения являются фазовыми переходами 1-го рода и сопровождаются резким изменением большинства физ. свойств (см. Полиморфизм).

Металлич. сплавы представляют собой либо *твёрдые растворы*, когда атомы металла-растворителя и растворённого элемента образуют общую кристаллич. решётку, совпадающую с решёткой растворителя, либо т. н. интерметаллич. соединения, кристаллич. структура к-рых отличается от структуры чистых компонентов. Атомная структура сплавов определяется в основном соотношением размеров атомов компонентов и их электронным строением. Общим термодинамич. условием образования сплавов является минимум свободной энергии; этому условию могут соответствовать как монокристаллы, так и *гетерофазные структуры*. Обобщением данных о состоянии системы в зависимости от её состава, T (иногда и p) служат фазовые диаграммы (*диаграммы состояния*). Фазовые диаграммы металл. систем могут быть рассчитаны лишь в простейших случаях; для экспериментального их построения используют разл. методы физ.-хим. анализа.

В зависимости от соотношения размеров атомов в сплавах могут образовываться твёрдые растворы с меньшими (атомы растворённого металла замещают в кристаллич. решётке атомы растворителя) и введёнными (атомы растворённого элемента располагаются в межатомных промежутках решётки растворителя). На базе интерметаллич. соединений могут образовываться твёрдые растворы (дефектные по одному из компонентов). Мин. значение свободной энергии твёрдых растворов соответствует упорядоченное расположение атомов разного сорта (*сверхструктуры*). Разрушение сверхструктур при высоких темп-рах сопровождается появлением аномалий ряда физ. свойств; превращение порядок—беспорядок в зависимости от состава сплава может быть фазовым переходом 1-го либо 2-го рода.

Интерметаллич. соединения условно подразделяют на электронные соединения, фазы введения, фазы с простыми стехиометрич. соотношениями, соединения с нормальной валентностью и др. Для электронных соединений характерно наличие почти пост. отношения числа валентных электронов к числу атомов ($2/3$, $21/13$ и $7/4$ соответственно для β -, γ - и ϵ -фаз). Фазы введения могут образовываться при определённых соотношениях атомных радиусов металлов и неметаллов. Простые стехиометрич. соотношения АВ₂, АВ, АВ₃, А₂В присущи фазам Лавеса и родственными им соединениям (см. Интерметаллические соединения).

Кинетич. аспекты проблемы фазовых равновесий в сплавах изучает теория фазовых превращений, рассматривающая процессы зарождения и роста фаз при изменении T , p , состава и т. п. В процессах превращений в сплавах существ. роль играют поля упругих напряжений и ограниченная диффузионная подвижность атомов. Наличие этих факторов обеспечивает, в частности, возможность протекания *мартенситных превращений*, заключающихся в реализации сдвиговых деформаций и небольших искажений кристаллич. решётки.

Микроскопия. структура реальных металлов (дефекты и примеси) и сплавов характеризует степень их отклонения от идеальной периодичности кристаллич. решётки. Спектр дефектов решёток металлов и сплавов включает вакансии, дислокации, межзеренные границы, поры, включения, трещины и т. п. Дислокац. представления являются основой теории прочности и пластич-

ности; с генерацией и эволюцией точечных дефектов — вакансий и внедрённых атомов — связано изменение свойств металлов и сплавов при облучении (см. *Радиационные дефекты*). Многие электрич., магн., упругие и др. свойства металлов и сплавов существенно зависят от их реальной макроскопич. структуры.

В М. изучают *аморфные металлы* и сплавы, тонкие металлич. плёнки, квазиодномерные кристаллы (см. *Квазиодномерные соединения*), модулиров. структуры и др. термодинамич. неравновесные системы.

Лит.: Успехи физики металлов. Сб. ст., пер. с англ., т. 1—5, 9—10а, М., 1966—65; Физическое металловедение. Под ред. Р. Капа, пер. с англ., в. 1—3, М., 1967—68; Шульце Г. Р., Металлофизика, пер. с нем., М., 1971; Пирсон У. У., Кристаллография и физика металлов и сплавов, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1977; Уманский И. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978; Барретт Ч. С., Маскалский Я. Т. В., Структура металлов, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1984; Физическое материаловедение в СССР. История, современное состояние, перспективы развития, К., 1986. В. А. Физикель.

МЕТАЛЛЫ — традиционно определяются как конденсированное состояние вещества (твёрдое тело, жидкость), построенное из атомов М. в хим. понимании, т. е. легко отдающих электроны в процессе хим. реакции. Характерные признаки М.: высокие электро- и теплопроводность, причём электропроводность повышается с понижением темп-ры T , а также пластичность.

Металлическое состояние. Основанием для выделения М. в отд. класс веществ служит деление всех веществ по электрич. свойствам на проводники и изоляторы (полупроводники и полуметаллы занимают промежуточное положение). М. — проводники. Однако некоторые элементы в зависимости от кристаллич. структуры могут быть проводниками (М.), изоляторами (*диэлектриками*), *полупроводниками* или *полуметаллами*. Примеры: Sn (белое олово — М., серое — полупроводник); С (графит — полуметалл, алмаз — диэлектрик, см. *Полуметаллы*). В результате можно говорить о металлич. состоянии вещества, понимая под этим такое состояние, при к-ром в теле есть достаточно большое число коллективных, подвижных электронов (электронов проводимости или свободных электронов), причём их подвижность не есть результат термич. возбуждения; если тело в данном состоянии существует вплоть до $T = 0$ К, то и при $T = 0$ К в нём есть электроны проводимости. Наличие электронов проводимости — обязательн. признак структуры М. Представление о М. как о веществе, состоящем из положит. ионов и свободных электронов, достаточно точно отражает строение реальных М. Электроны концентрируют силы отталкивания, действующие между коллективно заряженными ионами, и тем самым связывают их в твёрдое тело или жидкость. Электроны проводимости «ределяют» не только электрич., магн., оптич. и др. типично электрич. свойства, но и их теплопроводность, а при низких темп-рах — теплоёмкость. Существенная роль электронов в эжмкости М. и др. механич. характеристиках, их наличие делает М. пластичными.

Фазовые переходы в М. сопровождаются изменением свойств электронной системы. Иногда причиной перехода служит изменение электронного спектра, а изменение кристаллич. структуры носит вторичный характер [напр., переход из нормального состояния М. в сверхпроводящее или из парамагнитного в ферромагн. антиферромагнитное (ФМ, АФМ, табл. 1)]. В твёрдых состояниях М. кристаллы (в паровом состоянии — одновалентные газы). Темп-ры плавления $T_{пл}$ всех М. выше 300 К (кроме Hg с $T_{пл} = 38,9$ °C), так что в обычных условиях М. — твёрдые тела. При плавлении М. сохраняет металлич. свойства (см. *Жидкие металлы*). Искусственно созданы аморфные твёрдые М. (см. *Аморфные металлы, Металлические стекла*).

В металлич. состоянии могут находиться сильно деформ. полупроводники (электроны проводимости в них существуют при $T = 0$ К), а также вещества, состоящие из неметаллич. атомов, напр. полуметаллич. кри-

сталл (SN)₂. Металлич. свойствами обладают некоторые соединения, напр. кристаллы оксидов типа MoO₃, WO₃, халькогенидов (NbSe₂, TaS₂) и более сложных соединений (AuTe₂, Вг и др. кристаллы, содержащие органич. комплексы, см. *Органические проводники*), а также многокомпонентные материалы со сложной структурой перовскита (напр., YBa₂Cu₃O₇) или со слоистой структурой (напр., Bi₂Sr₂Ca₂Si₂O₁₀), являющиеся высокотемпературными сверхпроводниками (напр., темп-ра сверхпроводящего перехода T_c у YBa₂Cu₃O₇ ≈ 100 К). К М. относят *интерметаллические соединения* типа Cs₂Xn (β-латунь), AgZn и др. к-рые от обычных М. отличаются лишь более сложной кристаллич. структурой.

Большинство М. кристаллизуются в структуры, отвечающие плотной упаковке атомов с границевров. кубической (ГЦК) и гексагональной (гек) решётками (обе имеют макс. координационное число — 12). Др. решётки М. тоже достаточно просты: объёмноцентрированная кубическая (ОЦК) у щелочных М., тетрагональная (тетр) с 1—2 атомами в элементарной ячейке. Лишь небольшое число М. имеют более сложное строение (слож.), напр. Mn, в элементарной ячейке к-рого 58 атомов (табл. 1).

За исключением Au, Ag, Pt, Sn, встречающихся в самородном состоянии, остальные М. в природе существуют в составе хим. соединений — оксидов, сульфидов и др., образующих руды. Относит. распространённость нек-рых М. в земной коре приведена в табл. 2.

Табл. 2.

| Металл | Количество, % | Металл | Количество, % | Металл | Количество, % |
|--------|---------------|--------|----------------------|--------|----------------------|
| Al | 8,8 | Cu | 0,6 | W | 0,2 |
| Fe | 5,1 | Ni | 0,09 | Sb | 0,015 |
| Mg | 2,1 | Zn | 0,02 | Ag | 0,04 |
| Ti | 0,008 | Co | 3 · 10 ⁻⁴ | Pb | 5 · 10 ⁻⁴ |
| Mn | 0,02 | Pb | 2 · 10 ⁻⁴ | Pd | 1 · 10 ⁻⁵ |
| Cr | 0,003 | Nb | 1 · 10 ⁻⁶ | Au | 5 · 10 ⁻⁷ |
| Zr | 0,0016 | Mo | 4 · 10 ⁻⁶ | Pt | 5 · 10 ⁻⁷ |
| V | 0,001 | Ta | 1 · 10 ⁻⁶ | Ir | 1 · 10 ⁻⁷ |

Промышл. использование М. прямо не связано с их распространённостью в земной коре, а зависит от развития способов извлечения М. из руд, очистки, потребностей техники и т. и. Широкое применение самого распространённого на Земле М. — Al началось лишь в 20 в. По-видимому, первый М., использованный человеком, — Cu.

Обычно анизотропия свойств М., напр. анизотропия электропроводности о, выражена слабо. Однако в ряде случаев особенности структуры, напр. слоистое строение графита, графита, интеркалированного примесями (см. *Интеркалированные соединения*), дихалькогенидов, приводят к различию о вдоль и поперёк слоя в напек. порядков. В комплексных соединениях, обладающих металлич. свойствами, таких, как K₂Pt(CN)₄ · x · 27H₂O или в соединениях, молекулы к-рых содержат комплекс тетрадиоксинодиметана (TCNQ), проводимость осуществляется по ионичным металлич. атомам. Вдоль этих цепочек она на много порядков выше, чем проводимость в поперечном направлении (см. *Квазиодномерные соединения*). Двумерные М. создают искусственно, напр. в тонких плёнках (см. *Квазидвумерные соединения*).

Число электронов проводимости в 1 см³ (или их число на элементарную ячейку кристалла либо на 1 атом) — важнейшая характеристика металлич. состояния. Как правило, из всех атомарных электронов «свобождаются» (коллективизируются) только валентные. Это даёт возможность по хим. свойствам атомов, из к-рых состоит кристалл, и по его геом. структуре определить n как Z/n_0 , где Z — число валентных электронов в элементарной ячейке объёма v_0 (табл. 3).

Табл. 3. Плотность электронов проводимости и энергия Ферми ϵ_F ряда металлов

| Металлы | Li | Na | Cu | Ag | Be | Ca | Zn | Al | Pb |
|-----------------------------------|-----|------|------|------|------|-----|------|------|------|
| $n \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ | 4,7 | 2,85 | 8,45 | 5,85 | 24,2 | 4,6 | 13,1 | 18,6 | 13,2 |
| $\epsilon_F, 10^4 \text{ К}$ | 5,5 | 3,75 | 8,1 | 6,4 | 16,4 | 5,4 | 10,9 | 13,5 | 10,9 |

Природа металлического состояния. Мн. характерные свойства М. можно понять, считая, что электроны проводимости — идеальные вырожденный газ фермионов, а роль иона сводится к созданию потенциальной ямы, в к-рой движутся электроны (теория Друде — Лоренца — Зоммерфельда; см. *Другие модели металлов, Зоммерфельда теория металлов*). Темп-ра вырождения T_F электронного газа в этой модели определяется энергией Ферми ϵ_F :

$$T_F = \epsilon_F/k, \quad \epsilon_F = \frac{(3\pi^2 n)^{2/3} \hbar^2}{2m}$$

(m — масса электрона). Темп-ра $T_F \approx 10^4 - 10^5 \text{ К}$. Поэтому практически при любой темп-ре T , при к-рой вещество существует в конденсированном состоянии, электронный газ в М. вырожден ($T < T_F$) (см. *Вырожденная температура, Вырожденный газ*).

Более полное и строгое объяснение свойств М. даёт зонная теория твёрдого тела. Зонная теория исходит из рассмотрения движения отд. электрона в периодич. поле сил $U(r)$, создаваемых ионами кристалла. Решётки и в остальных электронами (одн. электронное приближение и т.д.):

$$U(r+a) = U(r),$$

где r — пространства, координата точки, a — период решётки (см. *Возбуждённые электроны*). Хотя энергия взаимодействия электронов друг с другом не меньше, чем энергия взаимодействия с ионами, одноэлектронное приближение имеет обоснование. Во-первых, $U(r)$ включает совокупное действие всех остальных электронов, кроме рассматриваемого, причём для качеств. выводов потенциал $U(r)$ можно не конкретизировать, используя только его свойства симметрии (прежде всего периодичности). Во-вторых, построив одноэлектронное приближение, можно обобщить его, учтя взаимодействие между электронами проводимости (на основании теории ферми-жидкости).

Периодичность $U(r)$ позволяет характеризовать стационарное состояние электрона проводимости квазиимпульсом $p = \hbar k$ (k — квазиволновой вектор), аналогичный импульсу частицы в свободном пространстве. Волновая ф-ция электрона в стационарном состоянии — решение Шрёдингера уравнения для электрона, отвечающая собств. значению энергии электрона ϵ_k . И волновая ф-ция и собств. значение энергии (в отличие от случая свободного электрона) — периодич. ф-ции квазиимпульса. Периодичность в импульсном пространстве — следствие полной физ. эквивалентности состояний с квазиволновыми векторами, отличающимися на $2\pi\hbar/b$. Это означает, что для полного описания всех состояний достаточно использовать p из одной ячейки обратного пространства. Как правило, её выбирают в виде первой Бриллюэна зоны. Индекс s , нумерующий решётки ур-ния Шрёдингера, наз. номером зоны, $\epsilon_s(p)$ — законом дисперсии электронов или электронным спектром кристалла, соответствующим полю $U(r)$. В каждой разрешённой энергетич. зоне состояния электронов заполняют полосу между $\epsilon_{\text{мин}}$ и $\epsilon_{\text{макс}}$. Зоны могут перекрываться, но их индивидуальность при этом сохраняется. Перекрывание зон, как правило, не сопровождается вырождением. Вырождение наступает при совпадении энергий (из разных зон) и квазиимпульсов. Вырождение накладывает ограничение на структуру изоэнергетич. поверхности вблизи точки вырождения. С помощью законов дисперсии можно рассчитать плотность электронных состояний в зоне $g(\epsilon)$.

Сходство и различие между свободными электронами и электронами проводимости иллюстрируется табл. 4.

Табл. 4.

| Свободный электрон | Электрон проводимости |
|---|--|
| | Стационарная волновая функция |
| $\psi = A \exp(ipr/\hbar)$ | $\psi_s = u_s(r) \exp(ipr/\hbar)$ $A = \text{const}$ $u_s(r+a) = U_s(r)$ |
| | Энергия |
| $\epsilon = p^2/2m_0$ | $\epsilon_s(p) = \epsilon_s(p_0 + 2\pi\hbar b)$, где b — вектор обратной решётки |
| | Изоэнергетическая поверхность |
| Сфера $p^2 = 2m_0 \epsilon$ | периодич. поверхность $\epsilon_s(p) = \text{const}$ |
| | Скорость |
| $v = p/m_0$ | $v(p) = \frac{\partial \epsilon_s(p)}{\partial p}$ |
| | Масса |
| | тензор обратных эффективных масс $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \epsilon_s}{\partial p_i \partial p_j}$ эффективная масса и магн. поле $\hbar(H_x = H_y = 0, H_z = H)$ $m = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S(\epsilon, p)}{\partial \epsilon}$ (S — площадь сечения изоэнергетич. поверхности $\epsilon_s(p) = \text{const}$ по отношению к $p_x = \text{const}$) |
| m_0 | |
| | Законы сохранения при столкновении двух электронов |
| | $\epsilon_1 + \epsilon_2 = \epsilon'_1 + \epsilon'_2$ |
| | $p_1 + p_2 = p'_1 + p'_2$ $p_1 + p_2 = p'_1 + p'_2 + 2\pi\hbar b$ (начальные p_1, p_2 и конечные p'_1, p'_2 — квазиимпульсы на первой зоне Бриллюэна) |
| | Плотность состояний (V — объём кристалла) |
| $g(\epsilon) = \frac{V}{\pi\hbar^3} \sqrt{2m_0 \epsilon}$ | $g(\epsilon) = \frac{2V}{(2\pi\hbar)^3} \oint \frac{df}{v}$ где df — элемент площади на поверхности $\epsilon_s(p) = \epsilon$, по которой ведётся интегрирование |
| | Энергия Ферми |
| $\epsilon_F = \frac{(3\pi^2 n)^{2/3} \hbar^2}{2m_0}$ | $\frac{\Omega_s(\epsilon_F)}{4\pi^3 \hbar^3} = n_s$ (Ω_s — объём в p -пространстве листа поверхности Ферми в s -й зоне, n_s — плотность в ней электронов) |

Зонный характер спектра и Паули принцип позволяют сформулировать принципиальное отличие М. от диэлектрика. Т. к. в каждую зону может «поместиться» не более $2N$ электронов (N — число ячеек в кристалле), то в зависимости от числа электронов, приходящих на ячейку, и взаимного расположения зон могут осу-

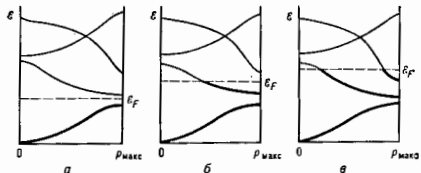


рис. 1. Схема заполнения зон диэлектрика или полупроводника (а), металла (б), полуметалла (в). Жирные линии $\epsilon(p)$ — заполненные состояния, тонкие — пустые; нули — уровни химического потенциала; совпадающий в металлах с энергией Ферми ϵ_F при $T = 0 \text{ К}$, $p_{\text{макс}}$ — максимальный квазиимпульс, соответствующий границе зоны Бриллюэна.

шестилучный 2 случай: либо в осн. состоянии (при $T = 0$) имеются только шельком заполненные зоны и пустые (рис. 1, а), либо есть зоны, частично заполненные электронами (рис. 1, б, в). В первом случае кристалл — диэлектрик (или полупроводник), во втором — М. (рис. 1, в соответствует полуметаллу).

Поверхность Ферми. В М. граница заполнения уровней электронами попадает в разрешённую зону и наз. энергией Ферми \mathcal{E}_F . Соответствующая ей изоэнергетич. поверхность

$$\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_F$$

наз. поверхностью Ферми. Поверхность Ферми отделила область занятых электронами состояний в импульсном пространстве от свободных.

Поверхность Ферми — объект, атрибут металлич. состояния кристаллов. Если поверхность Ферми пересекает границы зоны Бриллюэна (напр., у Cu), то удобно использовать расширенное p -пространство. В этом случае отчётливо видна его периодичность. У щелочных металлов (Li, Na, K, Pb, Cs) поверхности Ферми — почти идеальные сферы. Это не означает, что электроны этих металлов не испытывают влияния ионов. Их эффективные массы $m = p_F/v_F$ отличаются от массы свободного электрона m_0 (табл. 4), напр. у Na $m = 1,24 m_0$. У всех М., кроме перечисленных, а также у Au, Ag, Cu поверхности Ферми состоят из неск. полостей-листов и имеют сложную форму (рис. 2).

Из-за столкновений электронов с дефектами решётки, друг с другом, а также с фононами состоя-

ние электрона проводимости имеет конечное время жизни $\tau(p)$. Это означает, что мнимая часть ф-ции $\mathcal{E}_s(p)$ отлична от 0; $\text{Im}\mathcal{E}_s(p) = \hbar/\tau_s(p) \neq 0$. Это не лишает поверхность

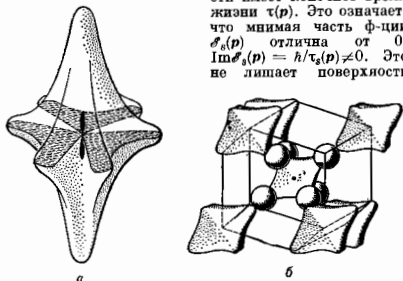


Рис. 2. Поверхности Ферми W (ОПР, а), Gd (гексагональная решётка, б).

Ферми $\mathcal{E}_s(p) = \mathcal{E}_F$ строго определённого смысла, т. к. $\text{Im}\mathcal{E}_s(p)$, объясняемая неупругим столкновением (электронов с фононами или друг с другом), для электронов на поверхности Ферми равна 0. Упругие столкновения со статич. дефектами приводят к «перемещению» электронов по поверхности Ферми. Если время жизни (τ) электрона мало (много дефектов, высокая темп-ра), то строгое описание его движения с помощью закона дисперсии теряет смысл. При этом лишается смысла и т. п. тонкая структура поверхности Ферми (отклонение от сферичности), хотя подвижность электрона сохраняется — электроны проводимости остаются делокализованными (их длина пробега существенно превышает межатомное расстояние). Приближённое описание электронов в таких условиях возможно лишь с помощью модели Друде — Лоренца — Зоммерфельда.

Нек-рые свойства М. (гл. обр. в сильном магн. поле) очень чувствительны к форме поверхности Ферми (де Хааса — ван Альфена эффект, Циклотронный резонанс, геом. резонанс и др.). Они позволили восстановить по-

верхность Ферми практически для всех моноатомных М. и мн. интерметаллич. соединений (AuAl_2 , AuGa , CuZn , AuTe_2 и др.), а также в большом числе случаев определить скорости фермиевских электронов v_F (щелочные, благородные М., Bi, Sb и др.).

Методы зонной теории (с использованием ЭВМ) позволили определить законы дисперсии с большой точностью. Все вычислит. методы основаны на приближении почти свободных электронов (модель Гаррисона, или метод псевдопотенциала) и (или) на т. н. приближении и сильной связи я. Они дают возможность выяснить происхождение отд. характерных деталей электронного спектра М.: наличие или отсутствие тв. др. листов поверхности Ферми, величину и зависимость плотности состояний от энергии $g(\mathcal{E})$ (рис. 3); значение скоростей

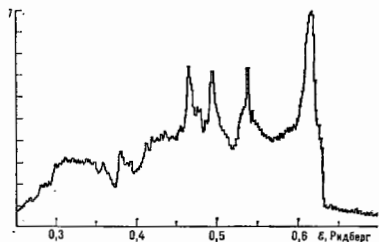


Рис. 3. Вычисленная зависимость плотности состояний от энергии $g(\mathcal{E})$ для d -электронов в Ni.

электронов, а также величину эфф. потенциала (или псевдопотенциала), определяющего электронный энергетич. спектр конкретного М.

При всей сложности законов дисперсии представление об электронах М. как лёгких (по сравнению с ионами) заряженных частицах качественно правильно. Оно, возвращая нас к модели Друде — Лоренца — Зоммерфельда, даёт возможность оценивать порядок величин осн. характеристик М. — электронную теплоёмкость, эл. и теплопроводность, толщину скин-слоя (см. Скин-эффект) и т. д. Правда, нек-рые соединения (CeAl_3 , CeCu_6 , CeCu_2Si_2 , UB_{13} и др.) обнаруживают необычные свойства (напр., гигантскую электронную теплоёмкость), заставляющие сделать вывод, что в них есть электроны, обладающие аномально большой эфф. массой m ($m/m_0 \sim 400-600$). Эти электроны получили назв. тяжёлых фермионов.

При $T = 0$ К все электроны проводимости находятся на и внутри поверхности Ферми. Элементарные возбуждения электронной подсистемы М. — электроны с энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}_F$ и дырки — свободные состояния с энергией $\mathcal{E} < \mathcal{E}_F$. Т. к. обычно $kT \ll \mathcal{E}_F$, то осн. роль в процессах переноса играют электроны и дырки с энергиями $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_F$. Их закон дисперсии можно считать линейным:

$$\xi = \mathcal{E} - \mathcal{E}_F = v_F(p - p_F) \quad \text{— для электрона,} \quad (1)$$

$$\xi = \mathcal{E}_F - \mathcal{E} = v_F(p_F - p) \quad \text{— для дырки}$$

(v_F — скорость на поверхности Ферми). Энергию электрона (при $\mathcal{E} > \mathcal{E}_F$) и дырки принято отсчитывать от \mathcal{E}_F (скорость дырки — v_F). Спектр электронов и дырок демонстрирует наличие разрешённых значений энергии над поверхностью Ферми (рис. 4, а).

При фазовом переходе электронный спектр М. (в частности, поверхность Ферми) изменяется. Если это переход 1-го рода, то новая поверхность не связана со старой. Если же это переход 2-го рода, то обе поверхности Ферми в момент перехода совпадают и можно проследить, как трансформируется поверхность. На рис. 5

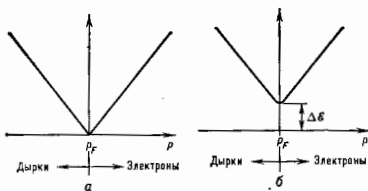


Рис. 4. Спектр электронных возбуждений $\epsilon^e(p)$: а — в нормальном металле; б — в сверхпроводнике.

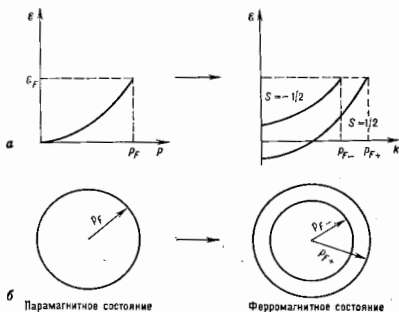


Рис. 5. Изменение спектра электронов (а) и трансформация поверхности Ферми (б) при переходе металла в ферромагнитное состояние.

показано снятие вырождения по спину и изменение поверхности Ферми при переходе М. из парамагн. состояния в ферромагнитное (поверхость Ферми — сфера). При переходе М. в сверхпроводящее состояние в спектре электронов возникает щель $\Delta\epsilon$ — область запрещённых значений энергии (рис. 4, б), к-рая обеспечивает диссипативный характер сверхпроводящего тока (см. *Сверхпроводимость*). Внеш. воздействие на М. (напр., давление) может привести к изменению связности поверхности Ферми: либо образуется новый лист, либо рвется перемычка между листами. Это сопровождается аномалиями электронных характеристик. При $T = 0\text{K}$ такой переход следует считать фазовым переходом $2\frac{1}{2}$ -го рода (см. *Ван Хоа особенность*). Нек-рые фазовые переходы в М. связаны с межэлектронными взаимодействиями, к-рые приводят к возникновению *волн зарядовой плотности* или волн спиновой плотности, а также к *высокороской кристаллизации*.

Исследования поверхности твёрдых тел привели к появлению *двумерного электронного газа* — искусств. двумерного М., обладающего рядом особенностей; напр., поверхность Ферми двумерного М. — линия, и все особенности, обусловленные её изменением в двумерном М., выражены отчетливее, чем в трёхмерном.

При достаточно высоких давлениях, когда объём, приходящийся на 1 атом, становится меньше обычных атомных размеров, атомы теряют свою индивидуальность и любое вещество превращается в сильно сжатую электронно-ядерную плазму, т. е. в своеобразный М. Металлизация любого вещества происходит при плотности $\geq 20Z^2 \text{ г/см}^3$, где Z — ат. номер вещества. При таких плотностях большинство свойств вещества определяется вырожденным электронным газом.

Электрические свойства. Характерное свойство М. как проводников электрич. тока в нормальном (несверх-

проводящем) состоянии — линейная зависимость между плотностью тока j и напряжённостью приложенного электр. поля E (*Ома закон*):

$$j_i = \sigma_{ik} E_k, \quad E_i = \rho_{ik} j_k, \quad \rho_{ik} = \sigma_{ik}^{-1}. \quad (2)$$

Тензор уд. электропроводности σ_{ik} (или тензор сопротивления ρ_{ik}) — важнейшая характеристика М. Число независимых компонент тензора σ_{ik} (или ρ_{ik}), а значит и тип анизотропии сопротивления, зависит от *симметрии кристалла*. Для кубич. кристаллов и нечетвертугов. поликристаллов тензор превращается в скаляр (табл. 2).

Носители заряда в М. — электроны проводимости с энергией, близкой к ϵ_F . Причиной сопротивления служат рассеяние электронов на любых нарушениях периодичности кристаллич. решётки. Это тепловые колебания ионов (фононы), сами электроны (см. *Межэлектронное рассеяние*), а также разл. дефекты — примесные атомы, вакансии (сечение рассеяния 10^{-16} – 10^{-15} см^2), дислокации (сечение 10^{-9} – 10^{-7} см^2), границы кристаллов и образца (см. *Рассеяние носителя заряда*).

Мерой проводимости служит длина свободного пробега (l) электронов:

$$\sigma = \frac{e^2 n S_F}{12 \pi^4 \hbar^2 v_F}, \quad (3)$$

где S_F — площадь поверхности Ферми. Для сферич. поверхности Ферми

$$\sigma = \frac{ne^2}{\rho F} = \frac{ne^2 v_F}{m}; \quad v_F = \frac{v_F}{v_F}; \quad m = \frac{p_F}{v_F} \quad (4)$$

(v_F — скорость фермиевских электронов). При $T = 300 \text{ K}$ $l \sim 10^{-8} \text{ см}$, с понижением T пробег l растёт, достигая (для специально очищенных образцов) 0,1–1 см. Соответственно возрастает проводимость. Отношение проводимости при $T = 0\text{K}$ (σ_0) к проводимости при 300 К (σ_{300}) характеризует совершенство и хим. чистоту М. Достигнутые значения σ_0/σ_{300} : $5 \cdot 10^8$ (Ga); 10^8 (Mo); $(3-4) \cdot 10^8$ (In, Sn, Cd, Hg, W); $(7-8) \cdot 10^8$ (Au, Cu, Zn); $(7-9) \cdot 10^8$ (Na, K, Fe).

Отсутствие коррелиции между разл. механизмами рассеяния приводит к приближённому соотношению $1/l = \Sigma l_i^{-1}$, где l_i — длина свободного пробега относительно определённого механизма рассеяния. Этим объясняется эмпирич. *Маттиссена правило*, согласно к-рому сопротивление конкретного образца М. есть сумма остаточного сопротивления ρ_0 , обусловленного рассеянием на дефектах решётки (совпадает с ρ при $T = 0\text{K}$), и сопротивления идеального кристалла $\rho_{ид}$, обусловленного рассеянием на фононах и др. квазичастицах. Гл. причина температурной зависимости — рассеяние электронов на фононах. При $T > \theta_D$ (θ_D — *Дебая температура*) $\rho \approx \rho_{ид} \sim T$, причём типичное значение $(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT})$ при $T = 300 \text{ K}$ равно $4 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. При $T \ll \theta_D$ фоновая часть выделит к 0, что позволяет в ряде случаев выделить в зависимости $\rho_{ид}(T)$ вклад рассеяния на электронах, к-рый пропорц. T^2 (рис. 6).

Сопротивление сплавов и М. типа керамики значительно выше, чем у чистых М. Причина этого в нарушении идеальности решётки (разл. атомы в узлах решётки) и в её дефектности. Предельное уд. сопротивление М., достигаемое при

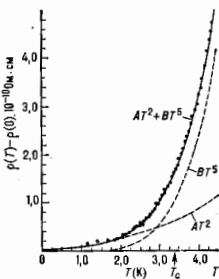


Рис. 6. Зависимость удельного сопротивления ρ от T . Точка — измеренные значения на вычитом остаточного сопротивления, $8,8 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}\cdot\text{см}$; сплошная линия — зависимость вида $A T^2 + B T^5$; представляет сумму электрон-электронного и электрон-фононного вкладов.

$l \sim h/p_F \sim a$, равно ah/e^2 (в трёхмерном случае) и lh/e^2 (в двумерном). В веществах с большим r возникает локализация электронных состояний — проводимость исчезает (см. *Андерсоновская локализация*). При этом исчезновение проводимости происходит не за счёт «связывания» электронов ионами — электроны остаются коллективизированными (в том смысле, что их волновая функция «размазана» на расстояния, много большие атомных).

При плавлении подвижные электроны в М. сохраняются, поэтому сохраняется большая электропроводность, хотя разрушение дальнего порядка приводит к скачкообразному росту r (табл. 5; см. также *Жидкие металлы*). Исключение составляют Sb, Ga, Bi, у которых при плавлении r уменьшается (для этих М. плавление сопровождается увеличением плотности).

Табл. 5.— Отношение удельных сопротивлений в твёрдой (ρ_n) и жидкой (ρ_m) фазах при температуре плавления

| Металл | Li | Na | Fe | Cu | Au | Ga | Sb | Bi |
|---------------------------|------|------|------|------|------|------|------|-----|
| ρ_m/ρ_n | 1,68 | 1,44 | 1,09 | 2,07 | 2,28 | 0,58 | 0,67 | 0,4 |

Большинство М. при $T \rightarrow 0$ К теряют сопротивление — переходят в сверхпроводящее состояние. Для таких М. зависимость $\rho(T)$ при $T \rightarrow 0$ К определяют, разрушив сверхпроводящее состояние магн. полем $H > H_{кр}$ (см. *Сверхпроводимость*).

Теплоёмкость. Существование в М. вырожденного электронного газа большой плотности приводит к линейной зависимости теплоёмкости М. от T при низкой темп-ре (рис. 7). Вклад электронов в теплоёмкость М.

$$C_e = \alpha T; \quad \alpha = \frac{\pi^2}{3} k_F^2 \epsilon_F \quad (5)$$

где ϵ_F — суммарная (по всем частично заполненным зонам) плотность электронных состояний при $\epsilon = \epsilon_F$. Измерение C_e — один из осн. методов определения (ϵ_F) (табл. 6).

Рис. 7. Низкотемпературная теплоёмкость нормального (C_n) и сверхпроводящего (C_s) Al (при $T < T_c$ значения C_n измерены на образцах, в которых сверхпроводимость была разрушена магнитным полем).

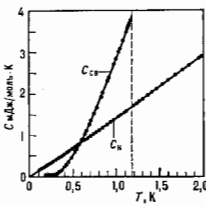


Табл. 6.— Значения постоянной α , определённые по электронной теплоёмкости C_e

| Металл | Li | Be | Al | Sc | Cu |
|-------------------------------|------|------|------|------|-------|
| α , мДж/(моль · К) . . | 1,63 | 0,17 | 1,25 | 10,7 | 0,695 |

| Металл | Nb | Sb | Au | Bi |
|-------------------------------|------|------|-------|-------|
| α , мДж/(моль · К) . . | 7,79 | 0,11 | 0,729 | 0,008 |

Электроны проводимости вносят линейный по T вклад не только в теплоёмкость М., но и в его коэф. теплового расширения. Из-за этого в М. нарушается *Грюнайзен закон*: при низких темп-рах ($T \ll \sqrt{V_D T_F}$) константа в законе Грюнайзена определяется электронной подсистемой, а при высоких $T \gg \theta_D$ — фононой (колебаниями решётки).

Теплопроводность, термоэлектрические явления. Электроны проводимости принимают участие не только в переносе электрич. заряда, но и в переносе тепла. Вследствие большой подвижности электронов теплопроводность М. велика. Величины электропроводности и

электронной части теплопроводности М. \bar{L} связаны соотношением (*Видемана — Франца закон*):

$$\frac{\bar{L}}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 \quad (6)$$

Оно выполняется тем лучше, чем строже столкновение электронов можно считать упругими (при $T \gg \theta_D$, а также и при $T = 0$ К, когда осн. причина сопротивления — столкновение с дефектами кристалла). При наличии градиента темп-ры ∇T в М. возникает элктрич. ток, или связанная с ∇T разность потенциалов (*термоэдс*). Из-за вырождения электронного газа коэф., описывающие термоэдс и др. термоэлектрич. эффекты, малы, однако их исследование позволяет обнаружить увеличение электронов тепловыми фононами. Взаимодействия внеш. возбуждённых в М. акустич. волн с электронами проводимости приводит к возникновению тона либо разности потенциалов, пропорц. интенсивности потока фононов (см. *Акустоэлектрический эффект*). Теплопроводность сплавов ниже теплопроводности чистых М.

Диамагнетизм и парамагнетизм М. Электроны проводимости обладают как парамагнитными (из-за наличия у каждого электрона собств. магн. момента), так и диамагн. свойствами, обуслованными квантованием движения электронов в плоскости, перпендикулярной магн. полю (см. *Диамагнетизм*). В теории Друде — Лоренца — Зомерфельда (с эфф. массой m электрона вместо m_0) магнитная восприимчивость электронного газа равна:

$$\chi = \frac{3}{2} \mu_B^2 \frac{n}{\epsilon_F} \left(1 - \frac{m_0}{3m} \right); \quad kT \ll \epsilon_F, \quad \mu_B H \ll \epsilon_F \quad (7)$$

(μ_B — магнетон Бора). Из ф-лы (3) видно, что электронный газ в зависимости от соотношения между m и m_0 может быть как диамагнитным, так и парамагнитным. Более строгое рассмотрение не изменяет этого вывода и оценки μ_B по порядку величины, табл. 7.

Табл. 7.— Магнитная восприимчивость χ полукристаллических металлов при $T = 300$ К

| Металл | Li | Be | Al | Sc | Cu | Nb | Sb | Au | Bi |
|----------------------|-----|------|-----|------|-------|------|------|------|-------|
| $\chi \cdot 10^{-6}$ | 1,9 | -1,8 | 1,6 | 17,5 | -0,77 | 19,3 | -5,3 | -2,7 | -13,0 |

В магн. восприимчивость М. вносят вклад и ионы: у переходных М. ионы диамагнитны, а у переходных, как правило, парамагнитны (см. *Магнетизм*). Из-за вырождения электронного газа ($kT \ll \epsilon_F$) парамагн. восприимчивость электронного газа слабо зависит от T (см. *Паули парамагнетизм*). В сплавном магн. поле ($\mu H > kT$) χ металлич. монокристаллов осциллирует как ф-ция $1/H$ с частотами, пропорц. площадям экстремальных сечений поверхности Ферми (эффект де Хаазе — ван Алфена, см. *Квантовые осцилляции в магнитном поле*).

Нек-рые М. при повышении T переходят в магнитоупорядоченное состояние: в ферромагнитное (напр., Fe, Co, Ni), в антиферромагнитное (Ce, Mn) или в состояние с геликоидальной магнитной атомной структурой (напр., Cr, табл. 1). При этом электроны проводимости играют существен. роль в формировании магн. структуры (см. *Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм*). Упорядочение магн. моментов при понижении темп-ры — необязат. свойство осн. состояния М.; большинство переходных металлов остаются парамагнетиками или диамагнетиками вплоть до $T = 0$ К.

Переход кристаллич. М. в сверхпроводящее состояние сопровождается изменением его магн. свойств: в сверхпроводящем состоянии М. в слабых полях проявляет себя как диамагнетик. Из-за *Мейснера эффекта* ср. значение магн. поля в сверхпроводнике равно 0. В сверхпроводниках 1-го рода (Sn, Pb, In и др.) это вы-

подняется вплоть до полей, разрушающих сверхпроводимость. В сверхпроводниках 2-го рода (Nb_3Sn , $NbTi$ и др.) в широком диапазоне H поле, не разрушая сверхпроводимости, проникает в объём в виде вихрей, что эффективно ослабляет диамагнетизм.

Эмиссия электронов. При нагревании M . до высоких темп-р наблюдается «испарение» электронов с поверхности M . (см. *Термоэлектронная эмиссия*). Число электронов, вылетающих из M . в единицу времени, пропорц. $\exp(-W/kT)$, где W — работа выхода электрона из M . Величина W (2—5 эВ) у разл. M . (и даже на равных кристаллич. гранях одного M .) различна; W зависит от состояния поверхности. Проложив к M . сильное электрич. поле ($\sim 10^7$ В/см), можно существенно увеличить эмиссию электронов за счёт того, что электроны покидают M . в результате туннельного прохождения (см. *Автоэлектронная эмиссия*). Различия в W обуславливают *контактную разность потенциалов* между разными M .

Гальваномагнитные и термомагнитные явления. Магн. поле H , искривляя траекторию электронов в плоскости, перпендикулярной H , влияет на все кинетич. коэф. (эл.- и теплопроводностей, термоэлектрические и др.) и приводит к ряду новых явлений: к *Холла эффекту*, *магнетосопропусканию* и др. Различают классич. и квантовые (осцилляционные) гальваномагнитные явления. При рассмотрении последних надо учитывать квантование движения электронов проводимости в плоскости, перпендикулярной H . Для оценки классич. эффектов надо сравнить τ , радиус орбиты электрона в магн. поле $r_H = (c/pv)H$ с длиной пробега l , а для оценки квантовых — расстояние между уровнями энергии ($\Delta\epsilon = \hbar\omega_c = e\hbar H/mc$) с kT (ω_c — *циклотронная частота*, m — эфф. масса в магн. поле; табл. 4). На зависимость кинетич. коэф. от H влияют особенности электронной энергии спектра M ., в частности то, какой формой (топологией) обладает поверхность Ферми (см. *Гальваномагнитные явления*, *Термогальваномагнитные явления*). Даже не слишком большое магн. поле при низких темп-рах (~ 1 К) может изменить кинетич. свойства M ., напр. в десятки тысяч раз увеличить поперечное (относительно H) сопротивление (B) или практически полностью «выключить» поперечную электронную теплопроводность M . (таким путём «выделяют» решётчону — фононную часть теплопроводности M .).

M . в перенормированном электромагнитном поле. При прохождении переменного тока частоты ω в M . наблюдается неоднородное распределение тока по образцу: ток сосредоточен вблизи поверхности образца на расстоянии порядка $\delta = c/\sqrt{2\sigma\omega}$ (см. *Скин-эффект*). Для Cu глубина скин-слоя $\delta \approx 6 \cdot 10^{-4}$ см при $\omega = 6 \cdot 10^8$ с $^{-1}$ ($\sigma \approx 6 \cdot 10^9$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$) (см. *Высокочастотная проводимость*).

При падении эл.-магн. волны на поверхность M . скин-эффект проявляется как в том, что эл.-магн. поле затухает на глубину δ , так и в том, что оно почти полностью отражается от поверхности M .; коэф. отражения $R \approx 1 - \sqrt{\omega/2\sigma} \approx 1$ (для Cu $\sqrt{\omega/2\sigma} \approx 2 \cdot 10^{-4}$).

Приведённые оценки справедливы в случае нормального скин-эффекта, когда $\omega \ll 1$ и $l \ll \delta$. При $T = 300$ К эти условия выполняются вплоть до оптич. частот ($\tau \sim 10^{-13} - 10^{-14}$ с, а $\delta \sim 10^{-8}$ см при $\omega \sim 10^{14}$ с $^{-1}$). При низких темп-рах и для чистых образцов M . условие $l \ll \delta$ часто не выполняется (даже если $\omega \ll 1$). При этом имеет место аномальный скин-эффект. При этом δ и R не зависят от l , и тем самым от T .

При низкой темп-ре M ., помещённый в достаточно сильное магн. поле ($r_H \ll l$), обладает ии. свойствами, характерными для плазмы: в нём могут распространяться разнообразные слабозатухающие волны (геликоны, магнитоплазменные волны, доплероны и др.). Коэф. R «сдувается» *циклотронный резонанс* (при равенстве частоты поля ω целому кратному *циклотронной частоте* $\omega_c = e\hbar/mc$) (см. *Плазма твёрдых тел*). В век-рях M .

(напр., в щелочных) удаётся наблюдать *электронный парамагнитный резонанс* на электронах проводимости и *спиновые волны*.

Оптические свойства. Для эл.-магн. волн оптич. диапазона M ., как правило, непрозрачны. Характерный блеск — следствие практически полного отражения света с поверхности M ., обусловленного тем, что *диэлектрическая проницаемость* электронного газа ϵ при оптич. частотах отрицательна. Диэлектрич. проницаемость M . $\epsilon = \epsilon_0 - \omega_p^2/\omega^2$, где ϵ_0 — диэлектрич. проницаемость ионного остова, ω_p — плазменная (ленгмюровская) частота электронов. Плазменные частоты могут быть экспериментально определены по характеристич. потерям энергии быстрых электронов (с энергией $\gg \hbar\omega_p$) при прохождении через металл. плёнку. Они теряют энергию на возбуждение плазмонов — квантов колебаний электронной жидкости с частотой ω_L (табл. 8).

Табл. 8. — Энергия плазмона ω_L для некоторых металлов

| Металл | Li | Na | K | Mg | Al |
|-----------------|------|-----------|-----------|------|------|
| ω_L , эВ | 7,12 | 5,71—5,85 | 3,72—3,87 | 10,6 | 15,3 |

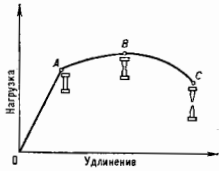
Наличием электронов проводимости обусловлено также экранирование в M . зарядов (напр., заряженных примесей) на характерном расстоянии $r_D = v_{Ф}/\omega_L$ ($v_{Ф}$ — скорость Ферми, ω_L — плазменная частота). При взаимодействии света с электронами M . важную роль играет т. в. внутр. фотоэффект, т. е. выужденные (за счёт поглощения фотонов) переходы электронов из зоны в зону. Как правило, именно внутр. фотоэффект определяет коэф. поглощения излучения видимого и УФ-диапазонов и изменение проводимости M . под воздействием света (см. *Фотопроводимость*). Чем выше ω , тем меньшую роль во взаимодействии света с M . играют электроны проводимости: для УФ-и рентг. диапазонов M . мало отличается от диэлектрика. Отражение плоскопаралл. света от поверхности M . сопровождается поворотом плоскости поляризации и появлением эллиптич. поляризации. Это явление используется для техн. целей и для определения оптич. констант M . (см. *Металлооптика*, *Отражение света*, *Поляризация света*).

Лит.: Криквелл А., Квей Чонг Уонг, Поверхность Ферми, пер. с англ., М., 1978; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987.

Механические свойства. Многие M . и сплавы обладают одновременно высокой механич. прочностью и высокой пластичностью, что обуславливает их широкое применение в качестве конструкт. материалов. Изменение линейных размеров M . в результате пластич. деформации при $T = 300$ К достигает десятков, а иногда сотен % (сверхпластичность).

Механич. свойства исследуют, измеряя зависимость механич. напряжения — деформации (рис. 8). Изменные формы образца в процессе деформации показано для трёх характерных участков диаграммы. Участок OA соответствует прямой пропорциональности между нагрузкой и удлинением и обратности деформации (упругая область; см. *Закон Гука*). На целойном участке AB нагрузка продолжает увеличиваться с меньшей скоростью, деформация необратима, но распределена равномерно по длине образца. На участке BC нагрузка уменьшается вследствие локального уменьшения поперечного сечения образца в его центр. части.

Рис. 8. Деформация при растяжении металлического цилиндра. Образование «шейки» ха-



[Т — Т] при заданном давлении или разности хим. потенциалов $\Delta\mu$ метастабильной и стабильной фаз. $W_0 = 16\pi\sigma^2/3(\Delta\mu)^3$, v — удельный объём стабильной фазы.

В большинстве реальных ситуаций распад М. с. происходит до достижения заметной скорости гомогенного зародышеобразования в явлении, к-рому относится теория. Начало фазового перехода облегчается влиянием стенок и присутствием в объёме системы разл. включений, существенно снижающих работу образования жизнеспособных зародышей устойчивой фазы. В этом случае говорят о гетерогенном зародышеобразовании. Специально поставленные опыты с перегретыми и переохлаждёнными жидкостями приводят к результатам, к-рые согласуются с предсказаниями теории флуктуат. (гомогенного) зародышеобразования. В опытах альтернативной медленному изменению состояния в «чистой» системе служит режим быстрого создания такого пересечения, при к-ром осн. доля фазового перехода обусловлена массой флуктуат. зародышей, а вклад гетерогенного зародышеобразования незначителен.

Две фазы, метастабильные по отношению к третьей фазе, могут сосуществовать друг с другом. При этом удовлетворяются обычные условия равновесия фаз: $T = T^*$, $P = P^*$, $\mu = \mu^*$. Примером является переохлаждённая жидкость и пар над ней при $T < T^*$, где T^* — темп-ра тройной точки кристалл — жидкость — пар. Др. пример — равновесие кристалл — жидкость на продолжении линии плавления за тройную точку, т. е. при $P < P^*$. Аналогичный приём построения расширенных диаграмм состояния используют для систем с полиморфными превращениями (см. *Полиморфизм*). Это связано с тем, что мн. кристаллич. материалы получают на основе метастабильных модификаций. Большое практич. значение имело построение фазовой диаграммы графит — алмаз. В двух- и многокомпонентных системах нужно учитывать возможность метастабильности, вызванной концентрац. пересечением.

М. с. — неравновесное состояние термодинамич. системы. Для определённости обычно предполагают, что система, находящаяся в М. с., прорелаксировала по всем признакам, кроме тех флуктуат. мод, к-рые приводят к возникновению жизнеспособных зародышей. Иначе говоря, характерное время ожидания распада М. с. больше остальных времён релаксации (температурной, концентрационной и т. д.). В этом случае существует квазиустойчив. продолжение термодинамич. свойств равновесной системы в область М. с. При несоблюдении сформулиров. условия метастабильности и неравновесности фаз связан более сложным образом. Напр., застеклованная (очень вязкая) жидкость метастабильна (при $T < T_{пл}$), но её структура и свойства зависят от предистории системы (см. *Стеклообразное состояние*).

С существованием М. с. связаны явления гистерезиса при фазовых переходах, напр. при циклич. перемагничивании ферромагнетиков, в камерах Вильсона, в цуарьковых камерах. Мн. технич.ские важные материалы, в т. ч. стали, алюминиевые сплавы, являются метастабильными системами.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 21, 83, 162; Скрипов В. П., *Метастабильная жидкость*, М., 1972; Сивухин Д. В., *Общий курс физики*, 3 изд., т. 2, М., 1978; Френкель И. И., *Кинетическая теория жидкостей*, Л., 1975.

В. П. Скрипов.

МЕТАСТАБИЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ в квантовых системах — состояние с временем жизни (т), много большим характерного времени жизни возбуждённых состояний ($\sim 10^{-8}$ с) атомной системы. Обычно метастабильными считают возбуждённые состояния, излучательные (радиационные), переходы из к-рых в др. состояния запрещены строгими *отбора правилами*. М. с. отличаются типом переходов, к-рые для них возможны: магн. дипольный, электрич. квадрупольный, двухфотонный (см. *Многофотонные процессы*) и др. переходы.

М. с. для к-рых возможны магн. дипольные переходы, обычно представляет собой возбуждённую компоненту тонкой или сверхтонкой структуры осн. состояния. Классич. примером являются состояние, соответствующее компоненте сверхтонкой структуры уровня $1S_{1/2}$ атома Н с полным моментом $J = 1$ и $\tau = 3,5 \cdot 10^4$ нс. Радиация 21 см, возникающая при переходе из этого состояния, играет фундам. роль в совр. *радиоастрономии* и *оптических стандартах частоты*.

Типичные М. с. для к-рых возможны электрич. квадрупольные квантовые переходы, — возбуждённые состояния $1S$ и $1D$ в конфигурациях n^2 и n^4 , а также $3P$ и $3D$ в конфигурации n^3 . Спектральные линии, соответствующие переходам из этих состояний, наблюдаются в планетарных туманностях и используются для диагностики электронной плотности и темп-ры в них.

М. с. для к-рых возможны двухфотонные переходы, — возбуждённые состояния, однофотонный переход из них в нижележащие состояния запрещён. Напр., уровни $2s$ в атоме Н и водородоподобных ионах, $1s^2 2s^2 S_0$ в He и гелийподобных ионах.

Одни из самых долгоживущих М. с. — состояние $1s^2 2s^2 S_0$; в He и гелийподобных ионах электрич. дипольные и электрич. квадрупольные переходы из них строго запрещены, а магн. дипольные и двухфотонные переходы сильно подавлены. Наиб. вероятен релятивистский магн. дипольный переход. Для He радиаци. время жизни в этом состоянии $\tau = 5800$ с и быстро уменьшается с ростом кратности иона [τ (ArXVII) = 170 нс]. Спектральные линии, соответствующие переходам из этих состояний, используются для диагностики электронной плотности в солнечной короне. М. с. $1s^2 2s^2 S_0$ и $1s^2 2s^2 S_1$ He играют важную роль в создании инверсии населённостей в He — Ne — лазере и лазерах на парах металлов. М. Р. Ашеч.

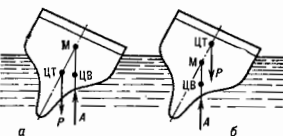
Для молекул возможны вращат. и колебат. М. с. Однако времена жизни таких состояний в условиях, обычно достигаемых в лабораториях, значительно превосходят времена вращат. и колебат. релаксации молекул, поэтому переход из возбуждённых М. с. происходит при столкновении молекул. В то же время в сверхразреженной межзвёздной среде, где времена свободного пробега молекул иногда достигают неск. лет, молекулы в М. с. живут долго. В частности, вращат. уровни энергии $K = J$ осн. колебат. состояния молекул типа симметричного волчка (напр., аммиак), вследствие правила отбора $\Delta K = 0$ являются М. с. В результате центростремительного искривления молекулы при вращении для переходов с $\Delta K = \pm 3$ (группа C_{3v} или D_{3h}) запрет ослабляется. Времена жизни таких М. с. составляют от неск. часов до неск. лет. Если молекула имеет центр инверсии (напр., CO_2), то все вращат. уровни и первый возбуждённый колебат. g -уровень (если ниже нет u -уровня) являются М. с., т. к. из таких состояний возможны только квадрупольные переходы или переходы более высокой мультипольности. Для изучения межзвёздной среды представляет интерес М. с. полновсесимметричного колебания ν иона N . В этом случае из состояний ν_1 возможны переходы: 1) $\nu_1 \rightarrow \nu_2$ (где ν_2 — активное колебание) — вследствие ангармонизма; 2) $\nu_1 \rightarrow (\nu - 1)\nu_1$ — вследствие колебательно-вращат. взаимодействия, 3) квадрупольные переходы.

М. Р. Ашеч.

МЕТАЦЕНТР — точка, от положения к-рой зависит устойчивое равновесие (остойчивость) плавающего тела. При равновесии на плавающее тело кроме силы тяжести P , приложенной в центре тяжести (ЦТ) тела (рис.), действует ещё выталкивающая (архимедова) сила A , линия действия к-рой проходит через т. н. центр водоизмещения — ЦВ (центр тяжести массы жидкости в объёме погружённой части тела наа. также центром величины). В наиб. важном для практики случае, когда плавающее тело имеет продольную плоскость симметрии, точка пересечения этой плоскости с линией дейст-

вия выталкивающей силы и наз. М. При наклонах тела положение М. меняется. Плавающее тело будет остойчивым, если самый низкий из М. (иногда только его и

Положение центра М. при устойчивом (а) и неустойчивом (б) равновесии плавающего тела.



наз. М.) будет лежать выше центра тяжести тела. Расстояние между М. и центром тяжести плавающего тела наз. метастатическое вышотой и служит мерой остойчивости судна.

МЕТАЛЛАСЫ — то же, что **металлические стёкла**.
МЕТЕОРИТЫ (от греч. *метеора* — небесные явления) — тела, упавшие на поверхность Земли из межпланетного пространства; представляют собой остатки метеорных тел, не разрушившихся полностью при движении в земной атмосфере. При втормлении в атмосфере с космич. скоростью (15—20 км/с) метеорное тело в результате трения о воздух сильно нагревается и начинает ярко светиться (явление болида). В атмосфере метеорные тела тормозятся и разрушаются в результате дробления и абляции — расплавления, разрывания и частичного испарения вещества. Поверхность найденных на Земле М. имеет характерные вмятины (регмаглинты) и покрыта окисной плёнкой — корой плавления. Если крупное метеорное тело достигнет поверхности Земли с высокой скоростью (св. 3—4 км/с), то происходит взрыв М. и выброс грунта с образованием кратера. На земном шаре известно свыше сотни структур (кратеров) метеоритного происхождения от 0,2 до 100 км поперечником. На мн. телах Солнечной системы, фактически не имеющих атмосферы (Луна, Меркурий, ряд спутников планет), поверхность испещрена метеоритными кратерами.

По совр. представлениям, М. являются обломками родительских тел — *астероидов*, орбиты к-рых пересекают орбиту Марса. Вычисленные орбиты ряда М., падение к-рых было сфотографировано, показали, что афелии метеоритных орбит находятся в области пояса астероидов. Предполагается, что несколько М. трёх редких типов являются осколками пород марсианской поверхности, а 9 найденных в Антарктиде М. — куски лунного грунта (реголита).

Исследование вещества М. позволяет сделать ряд выводов об эволюции Солнечной системы. Данные анализа изотопного, хим. и минерального состава М., а также структуры М. показали, что метеоритное вещество представляет собой изменения со времени своего образования из протопланетной материи, но вместе с тем сохранило ряд особенностей, отражающих разл. этапы эволюции Солнечной системы. Это установлено по определению возраста М. — датировке событий, повлиявших на физ.-хим. свойства метеоритного вещества.

Одной из характеристик М. является временной интервал образования метеоритного вещества — время между моментом прекращения поступления новых элементов в протопланетное газово-пылевое облако и моментом остывания родительских тел метеоритов до темп-ры, когда эти тела становятся способными удерживать газы — продукты распада короткоживущих радиоактивных изотопов. Временной интервал образования тел Солнечной системы из протопланетного облака, вычисленный по реакциям радиоакт. распада $^{129}\text{I} \rightarrow ^{129}\text{Xe}$ и $^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{136}\text{Xe}$ (по кол-ву исходных и конечных продуктов распада в М.), 50—200 млн. лет (рис. 1).

Др. характеристика М. — время, протекающее от начала хим. фракционирования метеоритного вещества в родительских телах (фракционирование привело к из-

менению относительного обилия элементов: Rb/Sr, U/Pb и др.). Этот возраст составляет 4,5—4,6 млрд. лет, он определен по реакциям распада $^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$ и $^{207}\text{Pb} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ (см. *Космохронология*). С этой величиной согласуется макс. возраст газодержания — время, протекающее с момента остывания вещества М. ниже темп-ры, когда могли начать накапливаться радиогенные инертные газы. Определение этого возраста по реакциям $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}$ и U, Th $\rightarrow ^4\text{He}$ не даёт значения 3,5—4,5 млрд. лет. Нек-рые М. имеют значительно меньшее время газодержания (ок. 0,6 млрд. лет), что можно объяснить полной потерей газов (^{40}Ar и ^4He) в момент катастрофич. столкновения в космич. пространстве их родительских тел, приведшего к сильному разогреву в-ва.



Рис. 1. Кривая распада радиоактивного изотопа ^{147}Sm в Солнечной системе. Участок I — поступление в протопланетное облако новых ядер ^{147}Sm ; II — прекращение добавки новых ядер; III — образование тел Солнечной системы; планеты разогреваются, ^{147}Sm распадается с образованием ^{143}Nd , который улетучивается из горячих планет; IV — остывание планеты стали удерживать радиогенные газы. Задавая А и В (количество удержанного ^{143}Nd), можно вычислить интервал С.

Рассматривая такие радиоакт. (космич.) возраст М. — время накопления в М. продуктов ядерных реакций его вещества с *космическими лучами*. Такой процесс может происходить лишь после дробления родительских тел, создающего условия для прямого воздействия космич. лучей на вещество М. Рядом, возрасты М. разных типов, определённые по космогенным изотопам (^3H , ^3He , ^{21}Ne , ^{26}Al , ^{26}Al , ^{36}Ar , ^{53}Mn , ^{60}Co и др.), от неск. млн. до сотен млн. лет.

По составу М. разделяют на три осн. класса: каменные, железокремнистые и железные. По числу падений каменные М. составляют 93,3%, железокремнистые — 1,3%, железные — 5,4% (одновременно выпадение неск. осколков одного М. рассматривается как одно падение). Эти классы подразделяются на группы и типы по хим. (минеральному) составу и структуре. Наиб. многочисленными среди каменных М. являются хондриты, в них присутствуют мелкие (до 1—2 мм) силикатные шарики — хондры. Остальные каменные М. хондр не содержат и наз. ахондриты. По количественному отношению ряда хим. элементов (Mg/Si, Ca/Si, Al/Si, Fe/Si, C/Si, S/Si и др.) хондриты и ахондриты, в свою очередь, подразделяются на группы и отд. типы, отвечающие, вероятно, различным по составу родительским телам. Среди хондритов выделяют группу углистых хондритов (4 осн. типов — CI, CM, CV и CO), отличающихся большим содержанием летучих элементов, в т. ч. C, S, и воды (кол-во летучих элементов убывает от типа CI к типам CV и CO). Относит. содержание элементов в углистых хондритах типа CI наиб. близко к распространённости элементов в солнечной фотосфере (за исключением водорода и инертных газов), что видно из графика (рис. 2). Учитывая погрешности в определении распространённости нек-рых элементов на Солнце, а также определ. различия между составом Солнца и протосолнечной туманности, предполагают, что совр. данные о распространённости элементов в углистых хондритах CI соответствуют составу первичного вещества Солнечной системы (с точностью до 10%). Исключение составляют лишь Vg, I, V и Eп, содержание к-рых в М. этого типа изменилось в результате разл. процессов хим. фракционирования. Ряд различий в составе хондритов др. типов свидетельствует о хим. фракционировании метеоритного вещества при его конденсации в протопланетном облаке. К типичным для хондритов минералов относятся железомagneзальные сили-

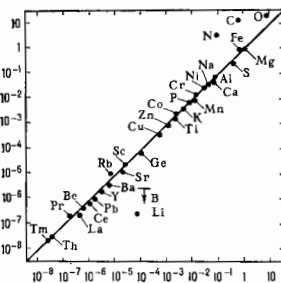


Рис. 2. Относительная распространенность атомов в солнечной фотосфере и в углистых хондритах типа CI (распространенность $Si = 1$).

каты, а также плагиоклазы, никелистое железо и сульфид железа. В нек-рых углистых хондритах обнаружены межзвездные микроскопич. зерна алмаза и карбида кремния, захваченные протопланетным облаком. В отличие от хондритов, вещество к-рых не было существенно автронто хим. дифференциацией в недрах родительских тел, ахондриты и др. классы М. представляют собой дифференцированный материал. Продуктом этой дифференциации являются, в частности, железные М., состоящие из никелистого железа с включением др. минералов. Высокое содержание Ni в этих М., как и в металлах включенных хондритов (5% Ni и выше), объясняется тем, что Ni целиком концентрируется в металлической фазе и его миним. содержание (при полном восстановлении Fe) определяется отношением космич. распространенности элементов: Ni/Fe $\approx 1/20$ (по числу атомов). Для железных М. характерна крупнокристаллич. структура, свидетельствующая о чрезвычайно медленном остывании сплава Fe — Ni. Согласно расчтам, скорость остывания никелистого железа в М. составляла ок. 1—100 °C за 1 млн. лет. Если считать, что вещество железных метеоритов находилось внутри родительских тел с силикатной оболочкой, то эти тела по размерам должны были быть близки к астероидам (ок. 200—300 км поперечником).

Лит.: Кривов Е. Л., Основы метеоритики, М., 1955; Вуд Д. ж., Метеориты и происхождение Солнечной системы, пер. с англ., М., 1971; Дьяконова М. И., Харитонов В. И., Янелъ А. А., Химический состав метеоритов, М., 1970; Метеоритные структуры на поверхности планет, Сб. ст., М., 1979; Anders E., Ebihara G. M., Solar-system abundances of the elements, «Göschim. and Cosmochim. Acta», 1982, т. 46, р. 2363; Додд Р. Т., Метеориты, пер. с англ., М., 1986.

МЕТЕОРНАЯ РАДИОСВЯЗЬ — вид радиосвязи, при к-рой используются рассеяние радиоволн метеорными следами. М. р. применяют для передачи гл. обр. цифровой информации и для сверки территориально разнесенных устройств точного времени. Метеорные частицы с космич. скоростями вторгаются в атмосферу и ионизируются на высотах 80—100 км. Испарившиеся молекулы метеорной частицы концентрируются при соударениях с молекулами воздуха, образуя протяженные (цилиндрич. формы) след электронно-ионной плазмы (диам. ~ 1 м, длина ~ 40 км), способный эффективно рассеивать радиоволны метрового и декаметрового диапазонов. Из-за большой вытянутости этих образований энергии рассеянных на них радиоволн сосредоточена вблизи нуклуса, определяемого условием зеркальности рассеяния по отношению к оси цилиндра. По мере диффузии следа уменьшается его плотность и увеличиваются размеры, что приводит к уменьшению амплитуды рассеянного сигнала. Метеорные следы позволяют осуществить М. р. при помощи передатчиков с мощностью ~ 1 кВт и антенн

с усилением 6—18 дБ на расстоянии до 2000 км без ретрансляции. Число принимаемых «отражений» в единицу времени (от подходящих образом ориентированных метеорных следов) зависит от мощности передатчиков и чувствительности приёмных устройств и увеличивается с ростом длины волны; напр., на частоте ~ 400 МГц при мощности передатчика ~ 1 кВт и полосе пропускания ~ 10 кГц это составляет неск. единиц в 1 минуту. Время существования рассеянных сигналов меняется от 0,1 до 10 с, с преобладанием кратковрем. «отражений». Применяемая скорость передачи 5—10 тыс. двоичных единиц в 1 с, можно в течение этих коротких интервалов времени (составляющих неск. % от общего времени связи) передать такой объём информации, к-рый обеспечивает устойчивую работу одного или неск. телеграфных аппаратов. Вследствие слабого поглощения метеоной волн в ионосфере М. р. значительно меньше подвержена влиянию ионосферных возмущений, чем радиосвязь в декаметровых волнах. М. р. обладает высокой направленностью (даже при слабонаправленных антеннах) и потому меньше подвержена действию помех от удалённых радиостроений. При М. р. рассеянные сигналы мало искажаются, обладают высокой фазовой стабильностью и взаимностью условий распространения в прямом и обратном направлениях. Всё это обеспечивает большую эффективность использования М. р. для приёма ил.квал времени в разнесенных устройствах. Прерывистый характер образования канала связи требует предварит. накопления информации и передачи её порциями с большой скоростью в периоды прохождения сигналов (принятые порции требуется накопить и с обычной скоростью передать в регистрирующий аппарат). Кроме накопителей, аппаратура М. р. содержит анализатор пригодности принятых сигналов для передачи информации и систему сопряжения порций принятых сигналов, исключающую потерю или повторный приём на стыках между порциями. Для обеспечения достоверности передачи применяют методы автоматич. обнаружения и исправления ошибок. Кратковременность сеансов связи, а также направленность М. р., характерная для каждого сеанса, позволяют строить системы М. р., использующие обычную рабочую частоту для связи с большим числом корреспондентов. В этом случае М. р. осуществляется поочерёдно в порядке появления метеорных следов, ориентированных подходящим образом для отд. пунктов.

Лит. см. при ст. Распространение радиоволн. В. В. Сидорова.

МЕТР — единица длины, осн. единица СИ. До 1960 международный эталон М. — длина между двумя штрихами на платино-иридиевом бруске, хранящемся в Международном бюро мер и весов в Севре (Франция). В 1960 11-я Генеральная конференция по мерам и весам приняла др. определение М.: длина, равная 1650763,73 длины волны в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями $2p_{10}$ и $5d_5$ атома ^{85}Kr . В 1983 17-я Генеральная конференция по мерам и весам приняла определение М. как расстояния, проходящего в вакууме плоской эл.-магн. волной за $1/299792458$ дол. секунды. Точность нового эталона М. $\sim 10^8$ — 10^9 (относит. погрешность $\sim 10^{-8}$ — 10^{-9}).

Лит.: Стодк и в Л. Р., Физические величины и их единицы, М., 1984.

МЕТРИКА — обобщение понятия расстояния между точками евклидова пространства на множества, в к-рых можно ввести М. (метрич. пространство). Для точек x, y такого пространства М. $\rho(x, y)$ — это вещественная неотрицат. ф-ция, удовлетворяющая условиям: 1) $\rho(x, y) = 0$ лишь при $x = y$; 2) $\rho(x, y) = \rho(y, x)$; 3) $\rho(x, z) + \rho(y, z) \geq \rho(x, z)$. Вид М. зависит как от самого пространства, так и от выбора системы координат в нём. Простейший пример М. — расстояние $\left[\sum_{i=1}^n (x_i^2 - y_i^2)^2 \right]^{1/2}$

в декартовых координатах евклидова пространства. М. евклидова пространства в криволинейных координатах

и *М. риманова пространства* определяют метрические тензоры. *М. эльбертова пространства* задаётся его нормой (или скалярным произведением). Понятие *М.* применяется и в тех случаях, когда не все условия 1—3 выполнены: напр., если $\rho(x, y) = 0$ не только при $x = y$, то *р. н. з.* и с в д о м е т р и к о й. Если *М.* не является положительной определённой, то её наз. *инdefинитной метрикой*; физ. примером такой системы служит *М. пространства Минковского в относительности теории*.

МЕТРИКА ИНДЕФИНИТНАЯ — см. *Инdefинитная метрика*.

МЕТРИКА ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ — основная геом. структура, к-рой наделяется пространственно-временное многообразие в специальной и общей теории относительности; определяется заданием поля симметричного ковариантного тензора 2-го ранга с отличным от нуля определителем — метрического тензора.

Метрич. тензор в спец. теории относительности имеет вид $\eta_{\alpha\beta} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ (псевдоевклидова метрика сигнатуры — 2); пространственно-временное многообразие с такой метрикой наз. *пространством Минковского*. В общей теории относительности вводится метрич. тензор $g_{\mu\nu}(x)$ более общего вида, удовлетворяющий, однако, требованию, чтобы в достаточно малой окрестности любой заданной пространственно-временной точки *x* спец. выбором координат $g_{\mu\nu}(x)$ можно было свести к $\eta_{\alpha\beta}$; такое пространственно-время (п. - в.) является псевдоримановым пространством сигнатуры — 2.

М. п. - в. задаёт квадрат *интервала* — «расстояния» между событиями, с к-рыми сопоставляются точки п. - в.:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu.$$

При преобразованиях пространственно-временных координат метрич. тензор, вообще говоря, изменяется (такие преобразования включают и переход к произвольно движущейся в каждой точке системе отсчёта) так, чтобы величина ds^2 оставалась инвариантной. Существует, однако, преобразования, оставляющие метрич. тензор форм-инвариантным (преобразования изометрии), они выражают собой геом. симметрии п. - в., обусловленные физ. содержанием теории. Так, метрич. тензор п. - в. Минковского в спец. теории относительности не изменяется при преобразованиях координат из группы Пуанкаре, включающих переносы начала отсчёта пространственных координат и времени, повороты пространственных осей и *Лоренца преобразования*. Поскольку последние интерпретируются как описывающие переход от одной инерц. системы отсчёта к другой, инвариантность метрики п. - в. Минковского означает, что ур-ния, записанные в лоренц-ковариантной форме, будут автоматически удовлетворять *относительности принципу Эйнштейна*.

В общей теории относительности существование преобразований, не изменяющих *М. п. - в.*, возможно лишь при наличии соответствующих симметрич. гравитач. поля. Так, метрич. тензор п. - в. Шварцшильда инвариантен относительно пространственных поворотов и временных сдвигов, что отражает центр. характер гравитач. поля и его статичность; структура метрич. тензора в моделях Фридмана, описывающих крупномасштабную структуру п. - в. Вселенной в целом, отражает факт однородности и изотропии Вселенной в больших масштабах (см. *Тяготение*). Если нек-рое преобразование изометрии порождается векторным полем, то такое векторное поле наз. *полем Киллинга* (W. Killing, 1892) и удовлетворяет ур-нию $\xi_{\mu;\nu} + \xi_{\nu;\mu} = 0$, где точкой с запятой обозначена ковариантная производная, согласованная с метрикой.

Следует иметь в виду, что *М. п. - в.* отражает не только характер гравитач. поля, но и выбор системы координат в п. - в. (системы отсчёта). Так, переход к криволинейным координатам в п. - в. Минковского (к ускоренной си-

стеме отсчёта) приводит к метрич. тензору общего вида, однако собственно гравитач. поля в этом случае нет. Истинное гравитач. поле связано с тензором кривизны Римана — Кристоффеля, к-рый равен нулю в плоском п. - в. в любой системе отсчёта.

М. п. - в. в случае слабого гравитач. поля непосредственно связана с ньютоновскими гравитач. потенциалом Φ , а именно: $g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$, где $h_{\mu\nu}$ малые добавки, характеризующие отклонение метрики от плоской, причём $h_{00} = 2\Phi/c^2$.

Помимо задания расстояний в пространстве-времени, *М. п. - в.* служит для определения «длина» 4-векторов A , $\sqrt{A^2} = \sqrt{A^\alpha A^\beta g_{\alpha\beta}}$, а также позволяет ввести операции поднятия и опускания индексов у векторов и тензоров. Определитель метрич. тензора задаёт инвариантный элемент объёма в п. - в.: $d\Omega = \sqrt{-g} dx^4$, где g — определитель метрич. тензора.

Лит. см. при ст. *Относительности теории*, *Тяготение*. Д. В. Гладков.

МЕТРИЧЕСКАЯ НЕРАЗЛОЖИМОСТЬ — матем. формулировка свойства *эргодичности*, к-рая используется для доказательства равенства средних по времени средних статистических в равновесной *статистической физике*. *М. н.* предполагает невозможность разложения произвольной *динамической системы* на эргодич. компоненты. В применении к траекториям изолиров. механич. системы из N частиц в фазовом пространстве $6N$ измерений *М. н.* предполагает, что траектории плотно заывают поверхность пост. энергии, но не могут, как предполагал Г. Больцман (L. Boltzmann), проходить с течением времени через все точки этой поверхности. Такое определение эргодичности (см. *Эргодическая гипотеза*) приводило бы к противоречию из-за отсутствия самопересечения фазовых траекторий. Доказательство эргодич. теоремы в квантовой механике дано Дж. Нейманом (J. Neumann) [1], в классич. статистич. механике — Э. Хопфом (E. Hopf) [2] и Н. Н. Боголюбовым [3], обзор разл. применений [М. н.] не только к статистич. механике, но и к др. задачам теории вероятности см. в [4].

Лит.: 1) Нейман И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964, с. 324—67; 2) Хо п ф Э., Эргодическая теория, пер. с нем., «Успехи матем. науки», 1949, т. 4, в. 1, с. 113—32; 3) Б о г о л у б о в Н. Н., К р и м о в Н. М., Результат действия статистического изменения параметров на движение динамических консервативных систем в течение достаточно длительного времени, в кн.: Б о г о л у б о в Н. Н., Избр. труды, т. 1, К., 1968; 4) К о р н ф е л д И. П., С и н и а й Н. Р., Ф о м я н С. В., Эргодическая теория, М., 1980.

Д. Н. Зубарев.

МЕТРИЧЕСКИЙ ТЕНЗОР — дважды ковариантный симметричный тензор $g_{ij}(x)$, заданный в области *риманова пространства* с координатами $x = (x^1, x^2, \dots, x^n)$, причём матрица g_{ij} положительно определена: $g_{ij} T^i T^j > 0$, если вектор $T \neq 0$ (принято соглашение о суммировании по повторяющимся индексам). При замене координат $x^i \rightarrow y^i(x)$ *М. т.* g_{ij} переходит в $\tilde{g}_{ij} = g_{kl}(dx^k/dy^i)(dx^l/dy^j)$. *М. т.* введена наз. *римановой метрикой*, поскольку он определяет расстояния в римановом пространстве: если задана кривая $x^i = x^i(t)$, $a \leq t \leq b$, то её длина

$$s = \int_a^b dt \left[g_{ij}(x(t)) \frac{dx^i}{dt} \cdot \frac{dx^j}{dt} \right]^{1/2},$$

а элемент длины ds определён ф-лой $ds = g_{ij} dx^i dx^j$, правая часть к-рой наз. *первой (основной) квадратичной формой*. Элемент объёма $dV = \sqrt{g} dx^1 \dots dx^n$, а объём $V(U)$ области U равен

$$V(U) = \int_U \sqrt{g} dx^1 \dots dx^n,$$

где $g = \det \|g_{ij}\|$. Если существуют координаты x^i , в к-рых *М. т.* имеет вид $g_{ij}(x) = \delta_{ij}$, где $\delta_{ij} = 1$ *кроме* *символа*, то метрика наз. *евклидовой*, а сама область риманова пространства является областью *евклидова пространства*.

Кроме M , т. в. риманово пространство вводится ещё одна независимая структура — *связность*, задающая *ковариантную производную* $\nabla_k M$. М. т. наз. согласованным со связностью, если оно ковариантно постоянно: $\nabla_k g_{ij} = 0$. Тогда коэф. связности, или *Кристоффеля символа*, однозначно выражаются через M , т.:

$$\Gamma_{ij}^k = \frac{1}{2} g^{kl} \left(\frac{\partial g_{il}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{jl}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} \right).$$

В окрестности любой точки x_0 можно ввести нормальные (римановы) координаты, такие, что $\Gamma_{ij}^k|_{x=x_0} = 0$ или $\partial g_{ij}/\partial x^k|_{x=x_0} = 0$. Тогда в этой окрестности

$$g_{ij} = \delta_{ij} - (1/2) R_{ijkl} x^k x^l + \dots$$

Коэф. R_{ij} , R_{ijkl} характеризуют отличие M , т. от евклидовой и являются компонентами *кривизны тензора*. Помимо внутр. характеристик многообразия, M , т. даёт скалярное произведение векторов $\xi = (\xi^1, \dots, \xi^n)$ и $\eta = (\eta^1, \dots, \eta^n)$, касательных к многообразию в данной точке: $(\xi, \eta) = g_{ij} \xi^i \eta^j$; скалярное произведение не зависит от выбора системы координат.

Понятие M , т. общепотребительно при описании сплошной среды, при формулировке теории поля в криволинейных координатах, а особенно — в теории относительности и теории тяготения.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Рацевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1987; Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986. В. П. Павлов.

МЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ — радиоволны в диапазоне частот от 30 до 300 МГц (длины волн 1—10 м). М. в. распространяются преим. как *земные волны* в пределах прямой видимости на расстояния до дес. десятков км. Характеристики распространения М. в. существенно зависят от рельефа местности и типа подстилающей поверхности. Влияние атмосферы Земли выражается в рассеянии М. в. слабыми неоднородностями ионосферы и тропосферы, отражении М. в. от ионозвонков, следов метеоров и искусств. ионозвонков. областей в атмосфере, что приводит к дальнему (на расстояния до 2 тыс. км) распространению М. в. (см. *Загоризонтное распространение радиоволн*, *Метеорная радиосвязь*). М. в. широко используют в радиовещании и телевидении, в метеорологических системах связи и радиолокации ионосферного рассеяния, а также при диагностике ионосферной плазмы с борта ИСЗ, ракет и т. п.

Лит. см. при ст. *Распространение радиоволн*.

МЕТРОЛОГИЯ — наука об измерениях и методах осуществления их повсеместного единства и требуемой точности. Осн. проблемы M . — общая теория измерений, образование единиц физ. величин и их систем, методы и средства измерений, методы определения точности измерений (теория погрешностей измерений), основы обеспечения единства измерений и метрологии, исправности средств измерений (законодательная M .), создание эталонов и образцов средств измерений, методы передачи размеров единиц от эталонов образцовым и далее рабочим средствам измерений.

Первоначально M . занималась описанием мер (линейных, вместимости, веса, времени), а также монет, применявшихся в разных странах, и нахождением соотношений между ними (теперь это область историч. M .). Поворотным моментом в развитии M . стало заключение в 1875 Метрич. конвенции (17 государствами, в т. ч. Россией), учреждение Междунар. бюро мер и весов и создание эталонов метрич. мер. Совр. M . опирается на физ. эксперимент высокой точности, она использует достижения физик, химии и др. естеств. наук, но вместе с тем находит свои оптим. решения задач изучения свойств физ. объектов.

Общая теория измерений включает сведения и обобщения, получаемые в результате анализа и изучения измерений и их элементов: физ. величин, их единиц, средств и методов измерений, результатов измерений.

M . занимается получением объективной количественной оценки физ. величин. Под физ. величиной понимают физ. свойства объекта (системы), общее в качестве отношения для мн. объектов, но индивидуальное для каждого из них в количестве. отношении (напр., масса, темп-ра, скорость движения). Для измерения физ. величин выбирают её единицу, а для нек-рых величин (велич., темп-ры) — шкалу физ. величин. Единица — это конкретное количеств. значение физ. величин, условно принятое равным единице. С развитием науки от случайного или связанного с привычками для человека масштабы выбора единиц отл. величин перешли к построению систем единиц на основе закономерных связей между физ. величинами.

Каждое измерение выполняется с помощью одного или нескольких спец. техн. средств (средств измерений), градуированных в принятых единицах с помощью эталонов единиц и прошедших проверку с помощью образцовых средств измерений. M . изучает способы воспроизведения единиц с помощью эталонов и пути повышения их точности, а также методы поверки.

Большой раздел M . посвящён методам нахождения оценок *погрешностей измерений*, для чего используется аппарат теории вероятностей и матем. статистики.

Законодательная M . рассматривает вопросы, связанные с достижением единства измерений и единообразия средств измерения и нуждающихся в регламентации и контроле со стороны государства. Для проведения в жизнь всех необходимых для этого мероприятий в СССР организована метрологич. служба, к-рую возглавляет Государств. комитет стандартов Совета Министров СССР. Науч. сторону метрологии, службы обеспечивают метрологич. ин-ты, хранящие эталоны и ведущие науч. исследования по проблемам метрологии.

Лит.: Маликов С. Ф., Турин Н. И., Введение в метрологию, 2 изд., М., 1986; Бурдун Г. Д., Марков Б. И., Основы метрологии, 3 изд., М., 1985; Широкоев К. П., Об основных понятиях метрологии, «Тр. метрологич. ин-та СССР», 1972, в. 130, с. 8.

МЕХАНИКА — наука о механич. движении материальных тел и происходящих при этом взаимодействиях между ними. Под механич. движением понимают изменение с течением времени взаимного положения тел или их частиц в пространстве; напр., движение небесных тел, колебания земной коры, воздушные и морские течения, движения летат. аппаратов и транспортных средств, машин и механизмов, деформации элементов конструкций и сооружений, движения жидкостей и газов и др. Рассматриваемые в M . взаимодействия представляют собой те действия тел друг на друга, результаты к-рых являются изменения скоростей точек этих тел или их деформации, напр. притяжения тел по закону всемирного тяготения, взаимные давления соприкасающихся тел, водения частиц жидкости или газа друг на друга и на движущиеся (или покоящиеся) в них тела и т. п.

Под M . обычно понимают т. в. классич. M . в основе к-рой лежат *Ньютона законы механики*, а предметом её изучения являются движения любых материальных тел (кроме *элементарных частиц*), совершаемые со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света. Движение тел со скоростями порядка скорости света рассматриваются в *относительности теории*, а внутриатомные явления и движение элементарных частиц изучаются в *квантовой механике*.

При изучении движения материальных тел в M . вводят ряд абстрактных понятий, отражающих те или иные свойства реальных тел; ими являются: 1) материальная точка — объект пренебрежимо малых размеров, имеющий массу; это понятие применимо, когда тело движется поступательно или когда в изучаемом движении можно пренебречь вращением тела вокруг его центра масс. 2) Абсолютно твёрдое тело — тело, расстояние между двумя любыми точками к-рого всегда остаётся неизменным; это понятие применимо, когда можно пренебречь деформацией тела. 3) Сплошная из-

молема среда; это понятие применимо, когда при изучении движения изменяемой среды (деформируемого твердого тела, жидкости, газа) можно пренебречь молекулярной структурой среды. При изучении сплошных сред прибегают к след. абстракциям, отражающим при данных условиях наиб. свойств. свойства соответствующих реальных тел: идеально упругое тело, пластич. тело, идеальная жидкость, вязкая жидкость, идеальный газ и др. В соответствии с этим М. разделяют на М. материальной точки, М. системы материальных точек, М. абсолютно твердого тела и М. сплошной среды. Последняя, в свою очередь, подразделяется на теорию упругости, теорию пластичности, гидродинамику, аэродинамику, газовую динамику и др. В каждом из этих подразделов в соответствии с характером решаемых задач выделяют *статистику* — учение о равновесии тел под действием сил, *кинематику* — учение о геом. свойствах движения тела и *динамику* — учение о движении тел под действием сил. Изучение осн. законов и принципов, к-рым подчиняется механич. движение тел, и вытекающих из этих законов и принципов общих теорем и у-рий составляет содержание т. в. общей, или теоретической, М. Разделами М., имеющими самостоят. значение, являются также теория колебаний, теория устойчивости движений, механика тел переменной массы, теория автоматич. регулирования, теория удара и др.

М. тесно связана с др. разделами физики. Ряд понятий и методов М. при соответствующих обобщениях выходит за пределы приложени в оптику, статистику, физику, квантовую М., электродинамику, теорию относительности и др. (см., напр., *Действие, Лагранжа функция, Наименьшее действие принципа*). Кроме того, при решении ряда задач *газовой динамики*, теории *выгорания*, теплообмена в движущихся жидкостях и газах, *магнитной гидродинамики* и др. одновременно используются методы и у-рия как теоретич. М., так и термодинамики, молекулярной физики, теории электричества и др. Важное значение М. имеет для мн. разделов астрономии, особенно для небесной М.

Часть М., непосредственно связанную с техникой, составляют многочисленные общетехн. и спец. дисциплины, такие, как гидравлика, сопротивление материалов, строят. М., кинематика механизмов, динамика машин и механизмов, теория гидроскопич. устройств, внеш. баллистика, динамика ракет, теория движения наземных, морских и воздушных транспортных средств и др. Все эти дисциплины пользуются у-риями и методами теоретич. М. Таким образом, М. — одна из наук, осн. мн. областей совр. техники.

Основные понятия в методах механики. Осн. кинематич. мерой движения в М. являются: для точки — её скорость и ускорение, для твердого тела — скорость и ускорение поступат. движения и угл. скорость и угл. ускорение вращат. движения. Кинематич. состояние деформируемого твердого тела характеризуется относит. удлинениями и сдвигами его частей; совокупность этих величин определяет т. в. тензор деформаций. Для жидкости и газов кинематич. состояние характеризуется тензором скоростей деформаций; при изучении поля скоростей движущейся жидкости пользуются также понятием вихря, характеризующего вращение частицы.

Осн. мерой механич. взаимодействия материальных тел в М. является сила. Одновременно в М. пользуются понятием *момента силы* относительно точки и относительно оси. В М. сплошной среды силы задаются их поверхностным или объёмным распределением, т. е. отношением величин силы к площади поверхности (для поверхности сил) или к объёму (для массовых сил), на к-рые соответствующая сила действует. Возникающие в сплошной среде внутр. напряжения характеризуются в каждой точке среды касательными и нормальными напряжениями, совокупность к-рых представляет собой величину, называемую тензором напряжений.

Среднее арифметическое трёх нормальных напряжений, взятое с обратным знаком, определяет величину, называемую давлением в данной точке среды.

На движение тела, помимо действующих сил, оказывает влияние степень его инертности. Для материальной точки мерой инертности является её масса. Инертность материального тела зависит от его общей массы и от распределения масс в теле, к-рое характеризуется положением центра масс и величинами, называемыми осевыми и центробежными *моментами инерции*; совокупность этих величин определяет т. в. тензор инерции. Инертность жидкости или газа характеризуется их *плотностью*.

В оснве М. лежат три закона Ньютона. Первые два справедливы по отношению к т. в. *универсальной системе отсчёта*. Второй закон даёт осн. у-рия для решения задач динамики точки, а вместе с третьим — для решения задач динамики системы материальных точек. В М. сплошной среды, кроме законов Ньютона, используются законы, отражающие свойства данной среды и устанавливающие для неё связь между тензором напряжений и тензорами деформаций или скоростей деформаций. Такими *Законом Гука* закон для линейно-упругого тела и закон Ньютона для вязкой жидкости (см. *Вязкость*). О законах, к-рым подчиняются др. среды, см. в ст. *Пластичности теория, Реология*.

Важное значение для решения задач М. имеют понятия о динамич. мерах движения, к-рым являются кол-во движения (см. *Импульс*), *момент количества движения* и *кинетическая энергия*, и о мерах действия силы, каковыми служат *импульс сил* и *работа*. Соотношения между мерами движения и мерами действия силы дают т. в. общие теоремы динамики. Эти теоремы и вытекающие из них законы сохранения кол-ва движения, момента кол-ва движения и механич. энергии выражают свойства движения любой системы материальных точек и сплошной среды.

Эфф. методы изучения равновесия и движения несвободной механич. системы (см. *Связи механические*) основаны на *вариационных принципах механики*, в частности *возможных перемещений принципа*, наим. действия принципа, а также *Д'Аламбера принципа*. При решении задач М. широко используют вытекающие из её законов или принципов дифференц. у-рия движения материальной точки, твердого тела и системы материальных точек, в частности у-рия Лагранжа, канонич. у-рия, у-рия Гамильтона — Якоби, а в М. сплошной среды — соответствующие у-рия равновесия или движения этой среды, у-рия неразрывности (сплошности) среды и у-рия энергии.

Основные этапы развития механики. М. — одна из древнейших наук, возникшая из нужд практики. Раньше др. разделов М. под влиянием запросов гл. обр. строят. техники стала развиваться статика. Её науч. основы (теория рычага, сложные параллельных сил, учение о центре тяжести, начала гидростатики и др.) разработал ещё Архимед (3 в. до н. э.).

Периодом создания науч. осн. динамики, а с ней и всей М. явился 17 в. Основоположиком динамики — Г. Галлей (G. Galilei), к-рый дал первое верное решение задачи о движении тела под действием силы; его исследования привели к открытию закона инерции и принципа относительности классич. М.; им же положено начало теории колебаний и науке о сопротивлении материалов. Исследования движения точки по окружности, колебаний физ. маятника и законов упругого удара тел принадлежит Х. Гюйгенсу (Ch. Huygens). Создание осн. классич. М. завершается трудами И. Ньютона (I. Newton), сформулировавшего осн. зак. Ньютона (1687) и открывшего закон всемирного тяготения. В 17 в. были установлены и два осн. положения М. сплошной среды: закон вязкого трения в жидкостях и газах (Ньютон, 1684) и закон, выражающий зависимость между напряжениями и деформациями в упругом теле (Р. Гук (R. Hooke), 1660).

В 18 в. интенсивно развиваются аналитич. методы решения задач М. Для материальной точки эти методы разработал Л. Эйлер (L. Euler), заложивший также основы динамики твердого тела. Аналитич. методы решения задач динамики системы основываются на принципе возможных перемещений и на принципе, высказанном Ж. Л. Д'Аламбером (J. L. D'Alembert), разработку к-рых завершил Ж. Л. Лагранж (J. L. Lagrange), получивший ур-ния движения системы в обобщенных координатах; им же разработаны основы совр. теории колебаний. Др. путь решения задач М. исходит из принципа наим. действия в форме, высказанной для точки П. Л. Монпертой (P. L. Maupertuis) и обобщенной на случай системы точек Лагранжем. В М. сплошной среды Эйлером, Д. Бернулли (D. Bernoulli), а также Лагранжем и Д'Аламбером были разработаны теоретич. основы гидродинамики идеальной жидкости.

В 19 в. продолжается интенсивное развитие всех разделов М., чему способствовали исследования М. В. Остроградского, У. Р. Гамильтона (W. R. Hamilton), К. Г. Якоби (K. G. Jacobi), Г. Герца (H. Hertz) и др. Э. Раусом (E. Routh), Н. Е. Жуковским и А. М. Ляпуновым была разработана теория устойчивости равновесия и движения. И. А. Вышнеградский заложил основы совр. теории автоматич. регулирования. Доказанная Г. Г. Корнелисом (G. S. Coriolis) теорема о составляющих ускорения легла в основу динамики движения. Кинематика, развивающаяся одновременно с динамикой, выделяется во 2-й пол. 19 в. в самостоят. раздел М.

Значит. развитие в 19 в. получила М. сплошной среды. Л. Навье (L. Navier) и О. Л. Коши (A. L. Cauchy) установили общие ур-ния теории упругости. Исследования Навье и Дж. Г. Стокса (G. G. Stokes) привели к установлению дифференц. ур-ний движения вязкой жидкости. Развитию динамики идеальной и вязкой жидкости способствовали труды Г. Гельмгольца (H. Helmholtz) (учение о вихрях), Г. Р. Кирхгофа (G. R. Kirchhoff), Жуковского (отрывное обтекание тел), О. Рейнольдса (O. Reynolds) (начало изучения турбулентных течений), Н. П. Петрова (гидродинамич. теория трения при смазке), Л. Прандтля (L. Prandtl) (теория пограничного слоя) и др. А. Сен-Венан (A. Saint-Venant) предложил первую матем. теорию пластич. течения металла.

В 20 в. интенсивно развивается теория нелинейных колебаний, основы к-рой заложены Ляпуновым и А. Пуанкаре (H. Poincaré). М. тел перем. массы и динамика ракет, где ряд исходных исследований принадлежит И. В. Мещерскому (труды кон. 19 в.) и К. Э. Циолковскому. В М. сплошной среды выявляются два раздела: аэродинамика, основы к-рой созданы Жуковским, и газовая динамика, основы к-рой заложены С. А. Чаплыгиным.

Современные проблемы механики. К числу этих проблем относятся уже отмечавшиеся задачи теории колебаний (особенно нелинейных), динамики твердого тела, теории устойчивости движения, а также М. тел перем. массы и динамики космич. полетов. Всё большее значение приобретают задачи, требующие применения вероятностных методов расчёта, в э. задачах, в к-рых, напр., для действующих сил известна лишь вероятность того, какие значения они могут иметь. В М. непрерывной среды весьма актуальны проблемы: изучения поведения макрочастиц при изменении их формы, что связано с разработкой более строгой теории турбулентного течения жидкости; решения задач теории пластичности и ползучести; создания обоснованной теории прочности и разрушения твердого тела.

Большой круг задач М. связан с изучением движения плазмы в магн. поле (магн. гидродинамика), т. е. с решением одной из самых актуальных проблем совр. физики — осуществлением управляемого термоядерного синтеза. В гидродинамике ряд важнейших задач связан с проблемами больших скоростей в авиации,

баллистике, турбиностроении и двигателестроении. Много новых задач возникает на стыке М. с др. областями наук. К ним относятся проблемы гидротермостатии, т. е. исследования механич. процессов в жидкостях и газах, вступающих в хим. реакции, изучение сил, вызывающих деление клеток, механизмы образования мускульной силы и др.

При решении мн. задач М. используются электронные вычислительные и аналоговые машины; разработаны методы решения новых задач М. с помощью этих машин (особенно М. сплошной среды) — также весьма актуальная проблема.

Лит.: Г а л и л е в Г. Сок., [пер. с итал.], т. 1, М.—Л., 1934; Н ь ю т о н И., Математическая начала натуральной философии, [пер. с лат.], в кн.: К р а м о в А. И., Собр. трудов, т. 7, М.—Л., 1936; Э й л е р Л., Основы динамики точки, пер. с лат., М.—Л., 1938; Д'А л а м б е р Ж., Динамика, пер. с франц., М.—Л., 1950; Л а г р а н ж Ж.-Л., Аналитическая механика, пер. с франц., т. 1—2, 2 изд., М.—Л., 1950; Ж у к о в с к и й Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.—Л., 1952; Б у х а р о в Н. И., Основной курс теоретической механики, ч. 1, 9 изд., ч. 2, 8 изд., М., 1972; История механики с древнейших времён до конца XVIII в., М., 1971; В е с е л о в с к и й И. И., Очерки по истории теоретической механики, М., 1974; Механика в СССР за 50 лет, т. 1—3, М., 1968—72; см. также лит. при ст. Гидроаэромеханика, Упругость теории и Пластичности теории. С. М. Тара.

МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА — то же, что *гидроаэромеханика*; раздел механики сплошных сред, в к-ром изучается равновесие и движение жидких и газообразных сред, их взаимодействие между собой и с твёрдыми телами. Более общее назв.— механика жидкости, газа и плазм — объединяет все разделы механики сплошных сред, кроме механики твёрдого тела (в т. ч. и деформированного). Осн. проблемы, исследуемые в М. ж. и г., изложены в ст. *Аэродинамика, Газовая динамика, Гидраулика, Гидроаэромеханика, Гидродинамика, Динамика разреженных газов, Магнитная гидродинамика* и др.

МЕХАНИКА СПЛОШНОЙ СРЕДЫ — раздел механики, посвящённый изучению движения и равновесия газов, жидкостей и деформируемых твёрдых тел; подразделяется на *гидроаэромеханику, газовую динамику, упругости теорию, пластичности теорию*. Осн. предмет изучения М. с. состоит в том, что вещество можно рассматривать как непрерывную, сплошную среду, пренебрегая его молекулярным (атомным) строением, в противном случае непрерывным распределение в среде всех её характеристик (плотности, напряжений, скорости частиц и др.). Эти допущения позволяют применять в М. с. хорошо разработанный для непрерывных ф-ций аппарат высшей математики на основании того, что размеры молекул ничтожно малы по сравнению с размерами частиц, к-рые рассматривают при исследованиях в М. с. с.

Исходными в М. с. с. при изучении любой среды являются: 1) ур-ния движения или равновесия среды, получаемые как следствие осн. законов механики; 2) ур-ние неразрывности (сплошности) среды, являющееся следствием закона сохранения массы; 3) ур-ние сохранения энергии. Особенности каждой конкретной среды учитываются т. н. ур-нием состояния, или реологич. ур-нием, устанавливающим для данной среды вид зависимости между напряжениями и деформациями или скоростями деформации частиц среды. Характеристики среды могут также зависеть от темп-ры и др. физико-хим. параметров; вид таких зависимостей должен устанавливаться дополнительно. Кроме того, при решении каждой конкретной задачи должны задаваться начальные и граничные условия, вид к-рых тоже зависит от особенностей среды. М. с. с. находит огромное число важных приложений в разл. областях физики и техники.

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; и т. же. Теория упругости, 4 изд., М., 1987; С т о к с Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., М., 1983—84. С. М. Тара.

МЕХАНИКА ТЕЛ ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ — раздел теоретич. механики, изучающий движение материаль-

ных тел, масса к-рых изменяется во время движения. Осн. исследования по М. т. п. м. принадлежат И. В. Мещерскому и К. Э. Циолковскому. Задачи М. т. п. м. возникают в связи с равнов. движением аэродинам. и ракетной техники, а также теоретич. механики и астрономии. Частью задачей М. т. п. м. является движение тел с пост. массой, но по мом. моментом инерции. Изменение массы тела (точки) во время движения может обуславливаться отделением (отбрасыванием) частиц или их присоединением (налипанием). При полёте совр. реактивных самолётов с воздушно-реактивными двигателями происходит одноврем. процессы как присоединения, так и отделения частиц. Масса таких самолётов увеличивается за счёт воздуха, засасываемого в двигатель, и уменьшается в результате отбрасывания продуктов горения топлива. Осн. векторное дифференц. ур-ние движения точки перем. массы для случая присоединения и отделения частиц, полученное в 1904 Мещерским, имеет вид

$$M \frac{dv}{dt} = F + \frac{dM}{dt} V_1 + \frac{dM_2}{dt} V_2, \quad (*)$$

где M — масса точки, v — её скорость, t — время, F — равнодействующая приложенных сил, V_1 — относит. скорость отделяющихся частиц, $\left| \frac{dM_1}{dt} \right|$ — секундный расход массы, V_2 — относит. скорость присоединяющихся частиц, $\left| \frac{dM_2}{dt} \right|$ — секундный приход массы. Произведение $(dM_1/dt)V_1 = \Phi_1$ — реактивная тяга, а $(dM_2/dt)V_2 = \Phi_2$ — тормозящая сила, обусловленная присоединением частиц. Для совр. ракет ур-ние движения получается из (*) при условии, что $\Phi_2 = 0$.

В М. т. п. м. рассматриваются два класса задач: определение траектории центра масс и определение движения тела перем. массы около центра масс. В ряде случаев можно найти траекторные характеристики движения центра масс, исходя из ур-ий динамики точки перем. массы. Изучение движения тел перем. массы около центра масс важно для исследования динамич. устойчивости реальных объектов (ракет, самолётов), их управляемости и маневренности. К задачам М. т. п. м. относятся также отскакивание оптим. режимов движения, т. е. определение таких законов изменения массы тела или точки, при к-рых кинематич. или динамич. характеристики их движения становятся наилучшими. Наиб. эфф. методы решения таких задач — методы вариационного исчисления.

Важной задачей М. т. п. м. с твёрдой оболочкой является изучение движения этих тел при нек-рых допущ. условиях, налагаемых на скорость центра масс. Такие задачи возникают, напр., при изучении движения телеуправляемых ракет и беспилотных самолётов, вводимых на цель автоматически или по радиокомандам с Земли, или по командам, вырабатываемым головками самонаведения. Для зенитных управляемых ракет и ракет класса «воздух — воздух» (предназначенных для стрельбы с самолёта по самолёту) процесс изменения массы происходит, как правило, на всей траектории полёта.

Большое число работ по М. т. п. м. относится к изучению движения небесных тел. Допуская, что увеличение массы небесного тела происходит за счёт налипания космич. пыли, приходят к допущ. условию о равенстве нулю абс. скорости налипющих частиц. Ур-ние движения точки перем. массы в этом случае принимает вид

$$\frac{d}{dt}(Mv) = F.$$

Интерполируя реальные законы изменения массы небесных тел простыми алгебраич. ф-циями времени (законы Мещерского), можно аналитически исследовать движение точки перем. массы в поле центральных сил. Мещерскому принадлежит постановка обратных

задач М. т. п. м., в к-рых определяется априорн. изменение массы точки по нек-рым заданным условиям наблюдаемого движения в известном поле сил.

Для нек-рых задач небесной механики Мещерский указал такие преобразования переменных (координат и времени), при помощи к-рых ур-ния точки перем. массы переходят в ур-ния точки пост. массы (в новом пространстве-времени). М. т. п. м. находит приложение при исследованиях и в др. областях, напр. в текстильной промышленности и радиолокации.

Лит.: Мещерский И. В. Работы по механике тел перем. массы, 2 изд., М., 1952; Циолковский К. Э., Собр. соч., т. 2, М., 1954; Михайлов Г. К., К истории динамики систем переменного состава и теории реактивного движения, М., 1974; Гроздовский Г. Д., Иванов Ю. И., Токарев В. В., Механика космического полёта, М., 1975; Акулиничко Л. Д., Асимптотические методы оптимального управления, М., 1987. А. А. Космодемьянский.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА материалов — реакция материала на приложенные механич. нагрузки. Осн. характеристиками механич. свойств являются напряжения и деформации. Напряжения — характеристика сил, к-рые относят к единице сечения образца материала или изделия, конструкции из него. Деформация чаще всего оценивают безразмерной величиной относит. изменения длины, стрелой прогиба или углом закручивания.

М. с. конструкц. материалов (металлов и сплавов, полимеров, стекла, керамики, текстильных нитей и тканей, дерева и др.) устанавливают механич. испытаниями, целью к-рых чаще всего является нахождение связи между приложенными механич. напряжениями к материалу и его деформацией. М. с. существенно зависят от структуры испытываемого материала и схемы приложенных сил. Поэтому они не являются физ. константами и не характеризуют сил межмолекулярного взаимодействия материала. Для простоты сопоставления М. с. разных материалов испытания проводят при несложных, легко воспроизводимых схемах нагружения (приложение веш. сил) — одноосное растяжение (или сжатие), изгиб, кручение. При сопоставлении М. с. разных материалов или одного материала с равной структурой следует иметь в виду соблюдение условий подобия испытаний (однаковые схемы напряжённого состояния, скорости приложения нагрузок и физ.-механич. условия среды испытаний, а также геом. подобие — форма и размеры испытываемого образца). М. с. существенно зависят от темп-ры и давления.

Механич. испытания можно классифицировать по напряжённому состоянию (схема приложенных сил), способу нагружения при испытаниях (деформирование с заданной скоростью и измерение сил сопротивления деформации), приложению пост. нагрузки (или напряжений) и измерению сил сопротивления деформированию, по характеру изменения статич., динамич. или циклич. нагрузок (напряжений) во времени. Статич. нагрузками считают либо такие, к-рые не изменяются со временем, либо изменяющиеся в течение секунд или минут. При динамич. нагружении возрастание нагрузок происходит за доли секунды, а циклические характеризуются периодич. изменением направления и величины статич. или динамич. нагрузки.

М. с. классифицируются по физ. природе получаемых характеристик.

Упругость — свойство твёрдых тел сопротивляться изменению их объёма или формы под действием механич. напряжений и самопроизвольно восстанавливать исходное состояние при прекращении веш. воздействий. Характеризуется пределом упругости — макс. напряжением, после удаления к-рого форма и размеры образца полностью восстанавливаются; *модулем упругости* — коэф. пропорциональности, связывающим напряжение и упругую деформацию. Единств. характеристика М. с., дающая информацию о межмолекулярном взаимодействии в кристаллич. решётке материала, — вторая производная энергии взаимодействия атомов (ионов) по расстоянию между ними. 129

В области упругости часто имеют место отклонения от упругих свойств, к-рые характеризуются релаксацией напряжения, *последствием упрочим, внутренним трением*, дефектом модуля упругости.

Прочность — сопротивление разрушению (разрыву); характеризуется напряжениями, соответствующими максимальным (до разрушения образца) значениям нагрузки (т. е. предел прочности или временное сопротивление).

Характер разрушения при всех видах испытаний (растяжения, сжатия, изгибе, кручении) как под действием нормальных (отрыв), так и сдвиговых (срез) напряжений бывает вязким или хрупким. Различие между вязким и хрупким разрушениями заключается в величине пластич. деформации, накопленной перед разрушением. Оба вида разрушения связаны с зарождением и развитием трещин. Оценка сопротивления разрушению при обычных статич. испытаниях (предел прочности, временное сопротивление разрушению) часто недостаточна для определения пригодности материала как конструкционного, особенно при наличии надрезов, трещин и др. концентраторов напряжений. В этом случае применяют испытания на вязкость разрушения, при к-рых используют образцы с заранее созданными в них трещинами, и оценивают параметр (K_{Ic}), к-рый наз. коэф. интенсивности напряжений. Определяют этот коэф. для плоского (K_{Ic}) или объемного (K_{Ic}^3) напряженных состояний.

К прочностным свойствам относят также и сопротивление пластич. деформации. Обычно пластич. деформация характеризует напряжениями, необходимыми для достижения нек-рой заданной величины остаточных деформаций. Так, предел текучести определяет напряжения, вызывающие при растяжении пластич. деформации 0,2% (обозначается $\sigma_{0.2}$).

Пластичность — свойство твердых тел наоборот деформироваться под действием внешн. сил или внутр. напряжений. В качестве характеристик пластичности наиб. широко распространены удлинение (относит. изменение длины при растяжении) и отност. сужение в шейке — изменение поперечного сечения образца после прекращения равномерного удлинения (потери устойчивости) и образования шейки.

Сопротивление динамич. нагрузкам оценивают величиной ударной вязкости — удельная работа разрушения при ударном изгибе образцов с надрезом (для относительно пластичных материалов) или без надреза (для менее пластичных материалов).

Жаропрочность — способность материалов работать длит. время не деформируясь и не разрушаясь при приложенных нагрузках и высоких темп-рах. Осн. характеристиками жаропрочности являются предел ползучести и длит. прочность. Предел ползучести, т. е. величину напряжений, при к-рой скорость ползучести не превышает заданного значения, определяют для каждой темп-ры из зависимости скорости установившейся ползучести от напряжений. Аналогично этому, величину длит. прочности материала для заданной темп-ры определяют из зависимости времени до разрушения от напряжений. Напр., устанавливают напряжения (или нагрузку), при к-ром разрушение при заданной пост. темп-ре T происходит за 100 ч (σ_T).

Важной характеристикой жаропрочности является также длит. пластичность, т. е. величина деформации, накапливаемая в течение ползучести до момента разрушения. Часто жаропрочность характеризуют просто временем до разрушения при заданных и постоянных напряжениях и темп-ре. Во мн. случаях жаропрочность оценивают пределом прочности или др. подобными характеристиками при повышенной темп-ре. В этом случае говорят о кратковрем. жаропрочности.

Усталость — процесс накопления повреждаемости в материалах под воздействием циклически изменяющихся напряжений, к-рые по своей величине не

превышают предела упругости. Схема приложенных напряжений и характер их изменения во времени могут быть различными. Сопротивление усталости наз. в н. о. л. в. к. в. о. т. Для изучения усталости материала строят диаграммы зависимости числа циклов изменения напряжений от амплитуды макс. напряжений цикла σ_{max} . При понижении σ_{max} до определ. величины эта зависимость либо начинает изменяться независимо, либо остается постоянной. Уровень таких напряжений наз. пределом усталости. Изучают также зависимость числа циклов до разрушения от амплитуды деформации.

Весьма распространенной характеристикой М. с. является твердость, к-рая представляет собой сопротивление материала вдаиванию. Несмотря на нек-рую неопределенность физ. природы этого свойства, благодаря простоте измерения, легкости воспроизведения и высокой корреляции с прочностью твердость стала широко распространенной характеристикой М. с.

В технике распространение получили т. н. техпол. пробы, показывающие способность конструкц. материала к тем или иным деформациям: проба по Эрнсену, показывающая способность материала к глубокой вытяжке; пластичность при кручении, гиб с перегибом — показатели пластичности материала и его податливости к отд. видам обработки давлением.

Лит.: Бернштейн М. Л., Зайковский В. А., Механические свойства металлов, 2 изд., М., 1979; Золоторевский И. В. С., Механические свойства металлов, 2 изд., М., 1983; В. М. Розенберг, **МЕХАНИЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЕНТ СВЕТА** — отношение полного потока излучения (мощности излучения) к содержащемуся в нём световому потоку. Понятие М. э. с. применяется обычно для монохроматич. излучения и зависит от длины волны света λ , для $\lambda = 555$ м. м. э. с. имеет наиб. значение, равное 0,00146 Вт/лм. Величина, обратная М. э. с., наз. световой эффективностью излучения.

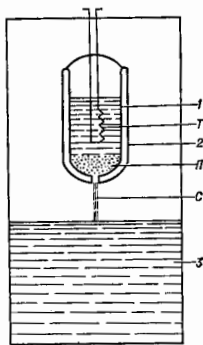
МЕХАНИЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЕНТ ТЕПЛОТЫ — количество работы, эквивалентное единице количества теплоты (1 кал или 1 ккал). Понятие М. э. т. возникло установлением эквивалентности механич. работы и теплоты и открытием *закона сохранения энергии*. Введение М. э. т. потребовалось для сопоставления значений этих физ. величин, измерявшихся в разл. единицах. Экспериментально установлено, что 1 ккал = = 426,9 кгс·м.

В Международной системе единиц СИ для работы и кол-ва теплоты принята одна единица измерения — джоуль (1 Дж = 0,239 кал = 0,102 кгс·м), поэтому пользуются понятием М. э. т. нет необходимости.

МЕХАНОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — явление охлаждения сверхтекучего жидкого гелия, вытекающего из сосуда через узкий капилляр под действием разности давлений, сопровождаемого разрывом гелия, остающегося в сосуде (см. *Гелиев жидкий, Сверхтекучесть*). М. э. обнаружен в сверхтекучем ⁴He в 1939 Дж. Доутом и К. Мендельсоном [1] (рис.). М. э. возникает вследствие того, что точки отверстия (для ⁴He два) отверстий менее 1 мкм, для ³He — порядка десятка мкм) действуют как «энтронный фильтр», преим. пропускающая сверхтекучую компоненту жидкости, не перепуская тела (см. *Ландау теория сверхтекучести*) [2]. Процесс при небольших перепадах протекает почти обратно с останавливается, если при разности давлений Δp устанавливается разность темп-р ΔT такая, что $\Delta p = \rho \Delta T$, где ρ — плотность гелия, S — энтропия единицы массы гелия. Обратный процесс — возникновение разности давлений под действием разности темп-р в двух сообщающихся через капилляр или разделенных пористой перегородкой сосуда со сверхтекучим гелием — наз. термомеханич. эффектом.

На основе М. э. В. М. Пешковым в 1948 создан излучатель волн *второго звука*, представляющий собой

пористую перегородку, разделяющую ванну с гелием на два объёма [3]. Периодич. изменения давления с одной стороны от перегородки вызывают появление осциллирующего противотока сверхтекучей и нормальной компонент жидкости с др. стороны перегородки и генерируют волны второго звука (колебания темп-ры и вихрионы). Метод Пешкова применён для обнаружения второго звука в сверхтекучем ^3He -В С. Т. Лу и Х. Кодзимой [4], а также волн намагнитченности в сверх-

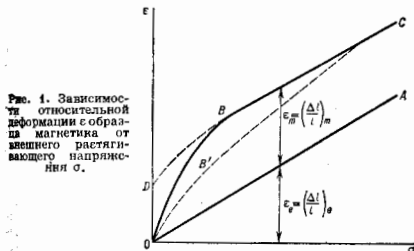


Опыт Док. Дуонта и К. Мендальери при быстром вытекании сверхтекучего жидкого гелия I из закрытого сосуда Дьюара II через мелнопористую пробку температура в сосуде повышалась примерно на 0,01 К; T — термометр сопротивления, Π — пробка из мелкого морузда, C — струя гелия. Перед опытом сосуд был погружён в жидкий сверхтекучий ^3He .

текучем ^3He -А, Л. Р. Корруччини и Д. Ошеровым (L. R. Corriccinni, D. Osheroff, 1980).

Лит.: 1) Д а н и л о в, М е л е д е л ь с о в а К., Surface transport in liquid helium 2, Nature, 1939, v. 143, № 3822, p. 719; 2) З и к о в в а К. Н., Гелий жидкий, в кн.: Физический энциклопедический словарь, т. 1, М., 1960, с. 401; 3) П е ш к о в В. М., Изучение свойств второго звука, ЖЭТФ, 1943, т. 18, с. 337; 4) Л у С. Т., К о д з и м о й Х., Observation of second sound in superfluid ^3He -B, Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, p. 1677. В. П. Мисеев.

МЕХАНОСТРИКЦИЯ — дополнит. деформация, возникающая в упорядоченных магнетиках (ферро-, ферри- и антиферромагнетиках) при наложении на них механич. напряжений. Наложение напряжений приводит к перераспределению магн. моментов доменов, что ведёт к изменению намагнитченности, а это в свою очередь через посредство *магнитострикции* даёт дополнит. деформацию. Вклады в M (как и в вызванную магн. полем магнитостриксию λ) в общем случае определяются процессами, связанными и со смещением границ доменов, и с вращением результирующих векторов самопроизвольной намагнитченности M_s доменов (см. *Намагничивание*). Чаще всего речь идёт о продольных деформациях: растяжение (напряжение $\sigma > 0$) — сжатие ($\sigma < 0$). В случае $\sigma > 0$ прямая AO на рис. 1 характеризует относительное упругое удли-



нение ϵ_0 образца в зависимости от σ ; тогда кривая ABC — зависимость от σ полного удлинения $\epsilon = \epsilon_m + \epsilon_0$, где ϵ_m и ϵ_0 — в M магнитомягких материалах кривая OB идёт круче, в менее мягких — более полого

(OB'), т. к. смещение доменных стенок в последних затруднено и отступление от *Закона Гука* в них проявляется не так заметно. Наложение на образец с $\lambda > 0$ магн. поля вызывает его магнитостриксию OD , и при последующем росте σ влияние оплещается кривой DBC , а M окажется соответствием мельше.

M может только увеличивать общую деформацию. Это связано с тем, что при упругом растяжении в случае $\lambda > 0$ векторы M_s доменов образца поворачиваются вдоль направления растяжения; в случае $\lambda < 0$ векторы M_s стремятся расположиться в плоскости, перпендикулярной направлению растяжения. — при этом M , «поперечная» к векторам M_s , будет также положительна. Из теории следует, что явление M связано со знаком магнитоупругой энергии — произведением $\lambda \sigma$, где λ_0 — магнитострикция насыщения. У соединений, содержащих редкоземельные элементы и обладающих большой ($\sim 10^{-3}$) величиной λ_0 , знак величины $\lambda_0 \sigma$ определяет зависимость M от напряжения и магн. поля.

В ряде *инварных сплавов* и редкоземельных сплавов и соединений, особенно вблизи темп-р *магнитных фазовых переходов*, упругие деформации вызывают заметное изменение не только направления, но и величины M_s , что через посредство объёмной магнитострикции ω парапарноса может приводить к добавочной M . — за счёт «механопарапроцесса».

С M непосредственно связан ΔE -эффект — зависимость модуля упругости E изотропных (поликристаллич. или аморфных) ферро-, ферри- и антиферромагнетиков от величины магн. поля. В отсутствие внеш. магн. поля, когда векторы M_s доменов «свободны», механич. напряжение, наложенное на образец, вызывает обычно упругое удлинение ϵ_0 и удлинение ϵ_m магнитостриксионной природы, т. е. $E_0 = \sigma / (\epsilon_0 + \epsilon_m)$, где E_0 — модуль упругости упорядоченного магнетика в немагнитном состоянии. Наложение сильного магн. поля, закрепляя все векторы M_s и вызывая магнитостриксию насыщения λ_0 , сводит к нулю ϵ_m ; т. е. модуль E_0 магнетика, намагнитченного до «технического» насыщения, равен E_0 — модулю при отсутствии M . Макс. ΔE -эффект $\Delta E/E_0 = (E_s - E_0)/E_0$. Расчёты показывают, что $\Delta E/E_0 = A \lambda_0^2 E_s / M_s^2$, где λ_0 — нач. восприимчивость данного процесса намагнитченности, $A \approx 1$ (числовая константа). Т. о., макс. ΔE -эффект велик в материалах с большой магнитостриксией, малой магнитокристаллич. анизотропией, малыми вкладами напряжённостями. Напр., у ожеженного Ni $\Delta E/E_0 = 19$ –22%. У соединений с большой λ_0 ($\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_2$ и UFe_2) обнаружен ΔE -эффект, достигающий 160%.

Вычисление зависимости ΔE -эффекта от магн. поля H представляет собой более сложную задачу, оно возможно, если известна ф-ция распределения векторов M_s всех доменов образца. У ряда магнетиков в сравнительно слабых полях можно наблюдать уменьшение модуля E_H от значения E_0 и только затем его рост до E_m . Это т. п. отрицательный ΔE -эффект, к-рый связывают с преодолением задержки смещения границ доменов и др. подобными процессами.

У ферромагнетиков в нек-рой области темп-р T выше темп-ры Кюри θ модуль E обычно меняется с темп-рой линейно. Экстраполяция его значений на область $T < \theta$ даёт значения «намагнитного» модуля E_p . Для мн. магнетиков $E_s \approx E_p$. Но во мн. случаях, напр. у Ni , на графике $E(T)$ в районе θ заметен небольшой «положительный» изыток: при $T < \theta$ величина E_s несколько больше E_p . В общем случае на таком графике при $T = \theta$ могут наблюдаться как положительный, так и отрицательный изыток, и, кроме того, более или менее размытый скачок модуля ΔE того или иного знака, также связанный с добавочной M . На рис. 2 такая зависимость показана для инварного сплава $\text{Ni}_{39}\text{Co}_{36}\text{Cr}_{10}\text{Fe}_{15}$, имеющего $\theta = 347$ К. В районе $T = \theta$ виден небольшой скачок значения E ($\Delta E \approx 0,3\%$ от E_0). На

рис. E_H соответствует отрицат. ΔE -эффекту в слабом поле $H_0 = 0,67$ кА/м, E_H' — модуль в большом поле (2,7 кА/м), E_0 соответствует «техническому» насыщению в поле 20 кА/м, E_ω — аналитич. рассчитанное по магнотристрикц. и магн. данным с учётом добавочной M_1 , соответствующее очень большому полю. Значит.

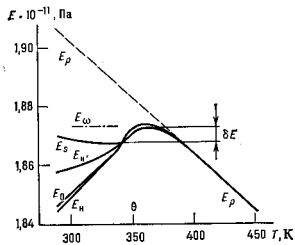


Рис. 2. Зависимости модуля упругости E_p поликристаллического образца ивнородного сплава Fe—Ni—Si от температуры T в различных магнитных полях.

разница между E_p и E_ω объясняется явлением спонтанной магнотристрикции: возникающим при $T = \theta$ и зависящим от темп-ры изменением параметров кристаллич. решётки магнетика, связанным с действием обменных сил. Подобное явление наблюдается также в ферри- и антиферромагнетиках.

Во многом аналогичная ΔE -эффекту зависимость модуля сдвига G анизотропных магнетиков носит назв. ΔG -эффекта. При исследовании упругих свойств монокристаллов магнитоупорядоченных веществ в зависимости от магн. поля рассматривается поведение или модуля E вдоль данного направления в кристалле, или, чаще, упругих констант кристалла (см. Лука закон).

Лит.: В о с о в с к и й С. В., Шу р Я. С., Ферромагнетизм, М. — Л., 1948; Б е л о в К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957; К а т а е в Г. И., О ферромагнитной аномалии модуля Юнга и модуля сдвига сплавов ивнородного класса, «Физ. мет. и металловед.», 1961, т. 11, с. 375; Н о в и к о в В. Ф., Д о л г и х Е. В., Механотристриция высокомагнотристрикционных соединений редкоземельных металлов с железом, «ФТТ», 1984, т. 26, с. 214; К а т а е в Г. И. и др., Влияние магнитного поля на модуль упругости гексагонального ферромагнетика с анизотропией типа «слегкая плоскость» (на примере монокристалла Ть., Gd₂O₃), «ЖЭТФ», 1985, т. 89, с. 1416. Г. И. Катаев.

МЕЧЕНЬЕ АТОМЫ — то же, что *изотопные индикаторы*.

МЕЩЕРСКОГО УРАВНЕНИЯ — дифференц. ур-ния движения материальной точки перем. массы (см. *Мезанника тел переменн. массы*).

МИ ТЕОРИЯ — теория рассеяния (дифракции) плоской эл.-магн. волны на однородной сфере произвольного размера. Подробно разработана Г. Ми (G. Mie) в 1908.

Плоскую эл.-магн. волну, облучающую сферу, можно представить как суперпозицию сферич. волн, выходящих из центра сферы. Каждая из этих элементарных волн полярирует сферу и возбуждает в ней вторичную волну, к-рая излучается сферой. Эти вторичные волны и образуют рассеянный свет. Амплитуда, фаза и поляризация вторичной волны являются сложными ф-циями двух параметров $\rho = ka$ (a — радиус частицы, k — волновое число) и комплексного показателя преломления $n = n' - ik$ (n' — вещественный показатель преломления, k — показатель поглощения). Вторичные волны наз. *д ар ц и а л ь н ы м и* волнами М.и. Полная интенсивность рассеянного света определяется суммой бесконечного числа *д ар ц и а л ь н ы х* волн. При $ka \ll 1$ и $|n|ka \ll 1$ существует только первый член ряда, т. е. элеттрич. диполь. и М. т. приводит к ф-ле Рэлея (см. *Рассеяние света*). Если $ka \ll 1$, но $|n|ka$ не мало, то при $|n|ka = m\pi$ (m — целое число) сечение рассеяния резко возрастает до $64a^2$ (р. о. а н с ы М.и). При увеличении размеров частицы

интенсивность последующих *д ар ц и а л ь н ы х* эл.-магн. волн возрастает, а интенсивности волн с меньшими номерами осциллируют, причём амплитуда осциллиций убывает с ростом номера волны $\sim 1/l$. Для больших частиц ($ka > 1$) число учитываемых *д ар ц и а л ь н ы х* волн $\sim ka$.

Суммы, входящие в ф-лы для рассеянных полей, являются комплексными выражениями, к-рые в данном направлении (θ, φ) обладают разл. фазами. Это означает, что рассеянный свет эллиптически поляризован (находящий — линейно), причём эта поляризация в разных направлениях различна. Первая элеттрич. *д ар ц и а л ь н а я* волна поляризована линейно. Линейная поляризация будет в общем случае в направлениях $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$. Этот важный вывод на М. т. многократно проверялся и подтверждался в опытах с коллоидными растворами.

Полный коэф. рассеяния частицы в М. т. также представляется суммой коэф. для отдельных *д ар ц и а л ь н ы х* волн. Для больших частиц ($ka \gg 1$) показател ослабления света $e = 2ka^2$, т. е. он не зависит от n и равен удвоенному поперечному сечению частицы $2ka^2$. Это объясняется тем, что половина ослабления происходит аа счёт рассеяния и поглощения внутри частицы, а другая, тоже ka^2 , вызвана дифракцией (рассеянием) света на контуре частицы [1, 2, 3].

Форма индикатрисы рассеяния света $\chi(\gamma)$ на сфере (γ — угол рассеяния) также зависит от ka и n . Для рэлеевских частиц $\chi(\gamma) \propto (1 + \cos^2\gamma)$, индикатриса имеет симметричную форму. С ростом ka индикатриса приобретает многолопастковую форму, вытягивается вперёд. При $ka \approx \infty$ вокруг частицы образуется дифракц. конус, угол раствора к-рого $\alpha \approx 1/ka$. В дифрагиров. пучке наблюдается система постоянно убывающих тёмных и светлых колец, т. н. венцы. Обычно в реальной дисперсной системе вместо венцов в области малых углов происходит постепенное уменьшение интенсивности рассеяния. Это распределение интенсивности можно «обернуть», т. е. восстановить по нему ф-цию распределения частиц по размерам. Основанный на этой идее метод малых углов [4] используется в разнообразных технол. и геофиз. задачах.

С ростом ka изменяется также характер поляризации рассеянного света. Рэлеевская (линейная) поляризация, сильно осциллируя, постепенно приближается к поляризации, соответствующей геом. оптике. При углах $\gamma < 90^\circ$ она оказывается отрицательной (т. е. плоскость преимущественной поляризации совпадает с плоскостью рассеяния), затем резко возрастает, максимальна при $\gamma = 90^\circ$ и далее, при $\gamma \rightarrow 180^\circ$, стремится к нулю.

М. т. обобщена и на неоднородные сферы, на эллипсоиды вращения и трёхмерные эллипсоиды, на системы частиц случайной формы и ориентации. Точного решения задач дифракции на таких частицах нет, но разработано много приближённых методов расчёта [1—5]. М. т. служит основой изучения рассеяния света всех диапазонов, а также радиоволн; используется в оптике дисперсных сред, геофизике, радиофизике.

Лит.: 1) Ш и ф р и н К. С., Рассеяние света в мутной среде, М. — Л., 1951; 2) Х о л д с т Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; 3) К е р к е г М., The scattering of light and other electromagnetic radiation, N. Y. — L., 1969; 4) Ш и ф р и н К. С., Введение в оптику океана, Л., 1983; 5) Б о р е н К., Х а ф м е н Д., Поглощение и рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1980. И. С. Шифрин.

МИГРАЦИЯ ЭНЕРГИИ (от лат. *migratio* — перемещение) — один из процессов *переноса энергии* в конденсиров. средах, при к-ром энергия электронного возбуждения безызлучательно передаётся от возбуждённой частицы (молекулы, атома, иона) к такой же, во не возбуждённой частице, находящейся от первой на расстоянии, меньшем длины волны излучения. Многократное повторение этого процесса за время жизни возбуждённого состояния с участием большого числа иде-

тичных частиц приводит к пространственному перемещению возбуждения.

Взаимодействие возбужденной частицы с невозбужденной может быть мультипольным (диполь-дипольным, диполь-квадрольным и т. д.) или обменным, возникающим при перекрытении электронных оболочек взаимодействующих частиц. Электронное возбуждение называется нелокализованным, если получившая энергию частица передает её др. частице так быстро, что за время жизни возбужденного состояния этой частицы не успевают установиться квазиравновесие между возбужденной частицей и окружающей средой (см. *Экситон*). В противном случае говорят о локализованном электронном возбуждении и вводят понятие скорости переноса, k -рая для обменного взаимодействия убывает с расстоянием экспоненциально; при $3l$ -магн. взаимодействии эта скорость $\sim R^{-m}$, где $3l$ — расстояние между взаимодействующими частицами, а $m = 6, 8, 10$ для диполь-дипольного, диполь-квадрольного и квадруполь-квадрупольного взаимодействий соответственно.

Т. о., процессы М. э. характерны для сред достаточно большой концентрации частиц, введенных в оптически инертный растворитель (жидкость, стекло, кристалл). М. э. является одним из механизмов деполаризации люминесценции (см. *Поляризованная люминесценция*), она также проявляется в запылении спектральных провалов и *уширении спектральных линий* люминесценции, появляющиеся после селективного воздействия возбуждающего излучения на неоднородно уширенные спектральные контуры.

М. э., сблизжая возбужденные частицы с невозбужденными частицами др. сорта, форсирует также др. процессы безызлучательного переноса энергии — *тушение люминесценции*, сенсбилизацию люминесценции (см. *Кооперативная люминесценция*) и процессы взаимодействия частиц в возбужденных состояниях. М. э. в значит. степени определяет возможности приборов на основе люминесцирующих веществ и, в частности, возможности *твердотельных лазеров*. Она играет также большую роль в биол. процессах, напр. в процессах фотосинтеза.

Лит.: Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения, *Дл.*, 1977; А г р а н о в и ч В. М., Г а л а н и н М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978; Б у р з т е в а И. И., Концентрационное тушение некогерентных возбуждений в растворе, *СФН*, 1984, т. 143, с. 353; Ж е в а н д р о в Н. Д., Оптические аннотации и миграция энергии в молекулярных кристаллах, М., 1987; В. А. Смирнов, Д. А. Шербаков.

МИДЕЛЕВое СЕЧЕНИЕ (мидель) — для движущегося в воде или воздухе тела (напр., торпеды, корпуса судна, фюзеляжа самолёта, ракеты) наибольшее по площади сечение этого тела плоскостью, перпендикулярной направлению движения. К площади М. с. обычно относят действующую на тело силу сопротивления. Под площадью М. с. понимают также площадь проекции тела на плоскость, перпендикулярную направлению его движения.

МИКРО... (от греч. *mikrós* — малый) — приставка к наименованию единиц измерения для образования наименования *дольной единицы*, составляющей одну миллионную долю от исходной единицы. Обозначается мк. н. Напр., 1 мкс (микросекунда) = 10^{-6} с.

МИКРОВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — область радиоспектроскопии, в k -рой спектры атомов и молекул в газовой фазе исследуют в диапазоне от дециметровых до субмиллиметровых длин волны (10^8 — 10^{12} Гц). Объектами М. с. являются вращательные и N ч колебательные спектры молекул, молекулярных ионов, комплексов и радикалов, тонкая и сверхтонкая структура молекулярных спектров, спектры тонкой и сверхтонкой структуры атомов и ионов, электронные спектры возбужденных атомов (см. *Молекулярные спектры*, *Атомные спектры*). В микроволновых спектрометрах используют монокроматические, неретраиваемые по частоте источники излучения — генераторы СВЧ

(напр., *лампы обратной волны*, генераторы на основе *Ганна эффекта*); микроволновые спектры атомов и молекул регистрируют приёмниками СВЧ, оптоакустик, приёмниками, детекторами атомных и молекулярных пучков и др., что обусловлено разнообразием объектов и методов и желанием достигнуть в каждом случае макс. чувствительности спектрометров.

Применение когерентных источников излучения позволяет наблюдать методами М. с. весьма узкие спектральные линии, т. е. достигать высокого спектрального разрешения. Типичные ширины линий, обусловленные столкновениями частиц в газе, — от 10 МГц до 1 МГц при давлениях от 1 до 10^2 Па. При разрежении газа ширины линий определяются *Дольера эффектом* при движении частиц и соударениями со стенками поглощающей ячейки, они составляют в микроволновом диапазоне от 1 МГц до 0,1 МГц. Для дальнейшего сужения линий применяют ряд способов устранения доплеровского уширения. Ширины линий в таких субдоплеровских спектрометрах определяются временем взаимодействия частиц с полем излучения (см. *Неопределённости соотношения*). В *молекулярных* и *атомных пучках*, перпендикулярных направлению распространения излучения, ширины линий достигают 10—0,2 КГц, а при пленении частиц в областях размером менее длины волны линии сужаются до 0,01 Гц (т. н. сужение Дикке). Относит. погрешности измерения частот спектральных линий равны 10^{-8} в газовых спектрометрах и достигают 10^{-10} и 10^{-13} в субдоплеровских спектрометрах.

Благодаря малой ширине наблюдаемых спектральных линий и высокой точности измерения частот радиометодами М. с. используют для получения в.о. точных значений ряда атомных и молекулярных констант (напр., моментов инерции молекул, величин сверхтонкого расщепления уровней энергии в атомах, дипольных моментов молекул и др.) и наблюдения малых смещений и расщеплений уровней энергии, обусловленных тонкими взаимодействиями частиц (напр., эффектов нежёсткости молекул, *лабзовского сдвига* уровней в атомах, квадрупольной и магн. структуры уровней в молекулах).

В простейшем микроволновом спектрометре излучение генератора СВЧ пропускают через волноводную ячейку, наполненную исследуемым газом, и направляют на приёмник излучения, сигнал k -рого, пропорциональный принимаемой мощности, подаётся на регистрирующий прибор. Линии поглощения в газе регистрируют по уменьшению приходящей на приёмник мощности излучения определённых частот. Для повышения чувствительности спектрометров используют модуляцию частот спектральных линий, действующую на частицы электрич. (*Штарка эффект*) или магн. (*Зеемана эффект*) полем и выделяя сигнал на частоте модуляции. В миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах используют модуляцию частоты излучения источника и приём сигналов от линий поглощения по модуляции давления исследуемого газа при поглощении им модулиров. излучения (см. *Субмиллиметровая спектроскопия*). Большой запас чувствительности позволяет исследовать, напр., спектры нестабильных молекул, запрещённые спектры молекул, а также применять М. с. для молекулярного и изотопного спектрального анализа. Повышения чувствительности в раал. микроволновых спектрометрах достигают также как-чакт. вспомогат. излучения (т. н. *двойной резонанс*), сортировкой частиц по состояниям (см. *Молекулярный генератор*) и др.

М. с. применяют для получения данных спектров сведений о строении и динамике молекул, их хим. и изотопном составе, а при действии электрич. или магн. полей — дипольных моментов, поляризуемостей и магн. восприимчивостей молекул. Из исследования сверхтонкой структуры молекулярных спектров получают сведения о квадрупольных и магн. моментах ядер и

о внутр. полях в молекуле. Исследования расширения и сдвига молекулярных и атомных линий при соударениях в газе дают информацию о взаимодействиях частиц. Точное измерение частот переходов в простейших квадратных системах позволяет оценить точность фундам. теорий. Микроволновые спектральные линии неких молекул и атомов наблюдаются в космич. пространстве с помощью радиотелескопов, они дают информацию о составе межзвёздного вещества, хим. процессах и физ. условиях в разных областях космич. пространства. Лит.: Г у н т и с Ч е, Ш а в л о в А. Радиевостроения, пер. с англ., М., 1959; Modern aspects of microwave spectroscopy, ed. by G. W. Chantry, L.—[а.о.], 1979; G o r d y W., C o o k K. L., Microwave molecular spectra, N. Y., 1984.

МИКРОВОЛНОВОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (реликтовое излучение) — космич. излучение, имеющее спектр, характерный для абсолютно чёрного тела при темп-ре ок. 3 К; определяет интенсивность фонового излучения Вселенной в диапазоне сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн. Характеризуется высочайшей степенью изотропии (интенсивность практически одинакова во всех направлениях). Открытие М. ф. и. [А. Пензас (A. Penzias), Р. Вильсон (R. Wilson), 1965] подтвердило т. н. *горячую Вселенную теорию*, дало важнейшее эксперим. свидетельство в пользу представлений об изотропии расширения Вселенной и её однородности в больших масштабах (см. *Космология*).

Согласно теории горячей Вселенной, вещество расширяющейся Вселенной имело в прошлом намного более высокую плотность, чем ныне и чрезвычайно высокую темп-ру. При $T > 10^9$ К первичная плазма, состоявшая из протонов, ионов гелия и электронов, непрерывно излучающих, рассеивая их и поглощающих фотоны, находилась в полном термодинамич. равновесии с излучением. В ходе последующего расширения Вселенной темп-ра плазмы и излучения падала. Взаимодействие частиц с фотонами уже не успевало за характерное время расширения заметно влиять на спектр излучения (*оптическая толщина* Вселенной по *теоретическому излучению* к этому времени стала много меньше единицы). Однако даже при полном отсутствии взаимодействия излучения с веществом в ходе расширения Вселенной чернотельный спектр излучения остаётся чернотельным, уменьшается лишь его темп-ра. Пока темп-ра превышала 4000 К, первичное вещество было полностью ионизовано, пробег фотонов от одного акта рассеяния до другого был много меньше *горизонта событий* во Вселенной. При $T < 4000$ К произошла рекомбинация протонов и электронов, плазма превратилась в смесь нейтральных атомов водорода и гелия. Вселенная стала полностью прозрачной для излучения. В ходе её дальнейшего расширения темп-ра излучения продолжала падать, но чернотельный характер излучения сохранился как реликт или «память» о раннем периоде эволюции мира. Это излучение было обнаружено сначала на длине 7,35 см, а затем и на др. волнах (от 0,6 мм до 50 см).

Темп-ра М. ф. и. с точностью до 10% оказалась равной 2,7 К. Ср. энергия фотонов этого излучения крайне мала — в 3000 раз меньше энергии фотонов видимого света, но число фотонов М. ф. и. очень велико. На каждый атом во Вселенной приходится $\sim 10^9$ фотонов М. ф. и. (в ср. 400—500 фотонов/см³).

Наряду с прямым методом определения темп-ры М. ф. и. — по кривой распределения энергии в спектре излучения (см. *Планка закон излучения*) — существует также косвенный метод — по населённости ниж. уровней энергии молекул в межзвёздной среде. При поглощении фотона М. ф. и. молекула переходит из осн. состояния в возбуждённое. Чем выше темп-ра излучения, тем выше плотность фотонов с энергией, достаточной для возбуждения молекул, и тем большая их доля находится на возбуждённом уровне. По кол-ву возбуждённых молекул (населённости уровней) можно судить

о темп-ре возбуждающего излучения. Так, наблюдения оптич. линий поглощения межзвёздного циана (CN) показывают, что его ниж. уровни энергии населены так, как будто молекулы CN находятся в поле трёхградусного чернотельного излучения. Этот факт был установлен (но не повят в полной мере) ещё в 1941, задолго до обнаружения М. ф. и. прямыми наблюдениями.

Ни звёзды и радиогалактики, ни горячий межгалактич. газ, ни переизлучение видимого света межзвёздной пылью не могут дать излучения, приближающегося по свойствам к М. ф. и.; суммарная энергия этого излучения слишком велика, и спектр его не похож ни на спектр звёзд, ни на спектр радионисточников (рис. 1). Этим, а также практически полным отсутствием флуктуаций интенсивности по небесной сфере (мелкомасштабных угл. флуктуаций) доказываются космологич. реликтовое происхождение М. ф. и.

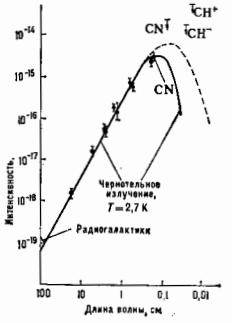


Рис. 1. Спектр микроволнового фонового излучения Вселенной (интенсивность в эрг/см²·с·ср·Гн). Эксперим. точки нанесены с указанием погрешностей измерений. Точны CN, CN⁺ соответствуют результатам определения верхней границы (показана стрелкой) температуры излучения по населённости уровней соответствующих межзвёздных молекул.

Флуктуации М. ф. и. Обнаружение небольших различий в интенсивности М. ф. и., принимаемого от разных участков небесной сферы, позволило бы сделать ряд выводов о характере первичных возмущений в веществе, приведших в дальнейшем к образованию галактик и скоплениям галактик. Совр. галактики и их скопления образовались в результате роста незначительных по амплитуде неоднородностей плотности вещества, существовавших до рекомбинации водорода во Вселенной (см. *Первичные флуктуации во Вселенной*). Для любой космологич. модели можно найти закоп роста амплитуды неоднородностей в ходе расширения Вселенной. Если знать, каковы были амплитуды неоднородности вещества в момент рекомбинации, можно установить, за какое время они могли вырасти и стать порядком единицы. После этого области с плотностью, значительно превышающей среднюю, должны были выделиться из общего расширяющегося фона и дать начало галактикам и их скоплениям (см. *Крупномасштабная структура Вселенной*). «Рассказать» об амплитуде начальных неоднородностей плотности в момент рекомбинации может лишь реликтовое излучение. Поскольку до рекомбинации излучение было жёстко связано с веществом (электроны рассеивали фотоны), то неоднородности в пространственном распределении вещества приводили к неоднородностям плотности энергии излучения, т. е. к различию темп-ры излучения в разных по плотности областях Вселенной. Когда после рекомбинации вещество перестало взаимодействовать с излучением и стало для него прозрачным, М. ф. и. должно было сохранить всю информацию о неоднородностях плотности во Вселенной в период рекомбинации. Если неоднородности существовали, то темп-ра М. ф. и. должна флуктуировать, зависеть от направления наблюдения. Однако эксперименты по обнаружению ожидаемых флуктуаций пока не дали измеримых значений. Они позволяют показать лишь верх. пределы значений флуктуаций. В малых угл. масштабах (от одной угл. минуты до шести градусов дуги) флуктуа-

ции не превышают 10^{-4} К. Поиски флуктуаций М. ф. и осложняются тем, что вклад во флуктуации фона дают дискретные космич. радиостанции, флуктуирует излучение атмосферы Земли и т. д. Эксперименты в больших угл. масштабах также показали, что темп-ра М. ф. и, практически не зависит от направления наблюдения: отклонения не превышают $4 \cdot 10^{-3}$ К. Полученные данные позволяют связать оценку степени анизотропии расширения Вселенной в 100 раз по сравнению с оценкой по данным прямым наблюдений «разбегающихся» галактик.

М. ф. и, как «новый эфир». М. ф. и. изотропно лишь в системе координат, связанной с «разбегающимися» галактиками, в т. е. сопутствующей системе отсчёта (эта система расширяется вместе с Вселенной). В любой др. системе координат интенсивность излучения зависит от направления. Этот факт открывает возможность измерения скорости движения Солнца относительно системы координат, связанной с М. ф. и. Действительно, в силу *Доплера эффекта* фотоны, распространяющиеся навстречу движущемуся наблюдателю, имеют более высокую энергию, нежели догоняющие его, несмотря на то, что в системе, связанной с М. ф. и., их энергии равны. Поэтому и темп-ра излучения для такого наблюдателя оказывается зависящей от направления: $T = T_0 [1 + (v/c) \cos \theta]$, где T_0 — средняя по небу темп-ра излучения, v — скорость наблюдателя, θ — угол между вектором скорости и направлением наблюдения.

Анизотропия реликтового излучения, связанная с движением Солнечной системы относительно поля этого излучения, к настоящему времени твёрдо установлена (рис. 2), она имеет дипольный характер; в направле-

служит веским подтверждением модели горячей Вселенной.

Отметим, что в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн измерения темп-ры М. ф. и. возможны с поверхности Земли. В миллиметровом и особенно в субмиллиметровом диапазонах излучение атмосферы препятствует наблюдениям М. ф. и., поэтому измерения проводятся в шарообразных болометрах, установленных на воздушных шарах (баллонах) и ракетах. Ценные данные о спектре М. ф. и. в миллиметровой области получены на наблюдений линий поглощения молекулы *метилводной среды* в спектрах горячих звёзд. Выяснилось, что осн. вклад в плотность энергии М. ф. и. даёт излучение с длиной волны λ от 6 до 0,6 мм, темп-ра к-рого близка к 3 К. В этом диапазоне длин волн плотность энергии М. ф. и. $\rho_{\nu} = 0,25$ эВ/см³. Один из экспериментов по определению флуктуаций М. ф. и., его дипольной компоненты и верх. границы квадратного излучения был осуществлён на ИСЗ «Прогноз-9» (СССР, 1983). Угл. разрешение аппарата составляло ок. 5°. Зарегистрированный тепловой контраст не превышал $5 \cdot 10^{-4}$ К.

Многие из космологич. теорий и теорий образования галактик, к-рые рассматривают процессы *анизотропии* вещества и антивещества, диссипацию развитой *турбулентности*, крупномасштабных потенциальных движений, испарение первичных чёрных дыр малой массы, распад нестабильных элементарных частиц, предсказывают значит. энерговыделение на ранних стадиях расширения Вселенной. В то же время любое выделение энергии $\Delta \rho \approx 1-10\%$ ρ_{ν} на этапе, когда темп-ра М. ф. и. менялась от $3 \cdot 10^4$ К до 3 К, должно было заметно исказить его чернотельный спектр. Т. о., спектр М. ф. и. несёт информацию о тепловой истории Вселенной. Более того, эта информация оказывается дифференцированной: выделение энергии на каждом из трёх этапов расширения ($3 \cdot 10^4 < T < 3 \cdot 10^3$ К; $4 \cdot 10^3 < T < 3 \cdot 10^4$ К; $3 < T < 4000$ К) вызывает специфич. искажение спектра. На первом этапе сильнее всего искажается спектр в ДВ-области, на втором и третьем — в коротковолновой. Свой вклад в искажение спектра в КВ-области вносит уже сам процесс рекомбинации. Фотоны, испускаемые при рекомбинации, обладают энергией ок. 10 эВ, что в десятки раз превышает ср. энергию фотонов равновесного излучения той эпохи (при $T \approx 4000$ К). Таких энергетич. фотонов крайне мало ($\sim 10^{-9}$ от общего их числа). Поэтому *рекомбинационное излучение*, возникающее при образовании нейтральных атомов, должно было сильно исказить спектр М. ф. и. на волнах $\lambda \approx 250$ мкм.

Ещё один нагрев вещество Вселенной могло испытать при образовании галактик. Спектр М. ф. и. при этом также мог измениться, поскольку рассеяние реликтовых фотонов на горячих электронах увеличивает энергию фотонов (см. *Комптона эффект*). Особенно сильные изменения происходят в этом случае в КВ-области спектра. Одна из кривых, демонстрирующих возможное искажение спектра М. ф. и., приведена на рис. 1 (штриховая кривая). Имеющиеся изменения в спектре М. ф. и. показали, что вторичный разогрев вещества во Вселенной произошёл много позже рекомбинации.

М. ф. и. и космические лучи. *Космические лучи* (протоны и ядра высоких энергий; ультрарелятивистские электроны, определяющие радиоизлучение шашей и др. галактик в метровом диапазоне) несут информацию о гигантских взрывных процессах в звёздах и ядрах галактик, при к-рых они рождаются. Как оказалось, время жизни частиц высоких энергий во Вселенной во многом зависит от фотонов М. ф. и., обладающих малой энергией, но чрезвычайно многочисленных — их в миллиард раз больше, чем атомов во Вселенной (это соотношение сохраняется в процессе расширения Вселенной). При столкновении ультрарелятивистских электронов космич. лучей с фотонами М. ф. и. происходит перераспределение энергии и импульса. Энергия

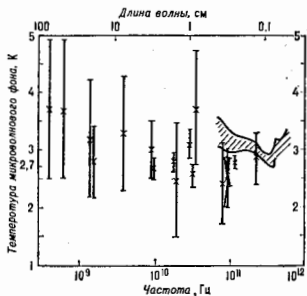


Рис. 2. Распределение яркости микроволнового фонового излучения на небесной сфере. Цифры характеризуют отклонения от средней по всей сфере температуры микроволнового фона в мК.

ни на созвездие Льва темп-ра М. ф. и. на $3,5 \cdot 10^{-3}$ К превышает среднюю, а в противоположном направлении (созвездие Водолея) на столько же ниже средней. Следовательно, Солнце (вместе с Землей) движется относительно М. ф. и. со скоростью ок. 400 км/с по направлению к созвездию Льва. Точность наблюдений столь высока, что экспериментаторы фиксируют скорость движения Земли вокруг Солнца, составляющую 30 км/с. Учёт скорости движения Солнца вокруг центра Галактики позволяет определить скорость движения Галактики относительно М. ф. и. Она составляет ≈ 600 км/с. В принципе, существует метод, позволяющий определить скорости богатых скоплений галактик относительно реликтового излучения (см. *Скопления галактик*).

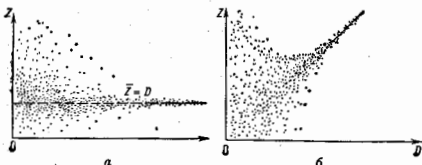
Спектр М. ф. и. На рис. 1 приведены существующие эксперим. данные о М. ф. и. и планковская кривая распределения энергии в спектре равновесного излучения абсолютно чёрного тела с темп-рой $\approx 2,7$ К. Эксперим. точки хорошо согласуются с теоретич. кривой, что

фотона возрастает во много раз, и радиодиффотон превращается в фотон рентг. излучения, энергия же электрона меняется незначительно. Поскольку этот процесс повторяется многократно, электрон постепенно терпит всю энергию. Наблюдаемое со спутников и ракет рентг. фоновое излучение, по-видимому, частично связано своим происхождением этому процессу.

Протоны и ядра сверхвысоких энергий также подвержены воздействию фотонов М. ф. и.т.: при столкновениях с ними ядра расщепляются, а соударения с протонами приводят к рождению новых частиц (электрон-позитронных пар, пионов и т. д.). В результате энергия протонов быстро уменьшается до пороговой, ниже к-рой рождение частиц становится невозможным по законам сохранения энергии и импульса. Именно с этими процессами связывают практич. отсутствие в космич. лучах частиц с энергией $\approx 10^{20}$ эВ, а также малое кол-во тяжёлых ядер.

Лит.: Зелдович Я. Б., «Горючая модель Вселенной», «УФН», 1966, т. 89, с. 647; Вайнберг С., Первые три минуты, пер. с англ., М., 1981. Р. А. Сюмак.

МИКРОДОЗИМЕТРИЯ — исследование микроскопич. распределения поглощённой энергии при воздействии *ионизирующего излучения* на объект (живой или неживой природы) и установление связи между параметрами этого распределения и откликом объекта на его облучение (радиационно-индуктивный эффект). Наблюдаемый радиац. эффект — результат сложных физ., физ.-хим. и биохим. процессов, вызванных поглощением энергии в его чувствит. структурах. Так, в полупроводниковых приборах чувствит. структурой может быть область *p-n-перехода*, или *гетероперехода*, в живом организме — клетка, в клетке — ядро, мембрана, хромосомы, молекула ДНК и т.п. В чувствит. областях возникают верничные «соединения» (ионизация и возбуждение атомов и молекул, диссоциация молекул, выбивание атомов и ионов из узлов кристаллич. решётки и др.), дающие начало цепочкам превращений, к-рые в конечном счёте приводят к наблюдаемому макроскопич. эффекту. В этих условиях отклик на облучение должен определяться не столько поглощённой дозой *D*, сколько распределением поглощённой энергии *f(Z)* по микрообъёмам для разных видов излучения. Осн. величиной в М. является т. в. уд. энергия *Z*, равная переданной энергии ϵ малому объёму вещества, отнесённой к массе *m* этого объёма: $Z = \epsilon/m$. Акты передачи энергии внутри микрообъёма при попадании в него зариж. частицы являются случайными событиями. Вероятностный характер поглощения приводит к флуктуациям *Z*, к-рые тем значи-



Флуктуациям уд. энергии существенны для объёмов с линейными размерами ~ 1 мкм.

Передаваемая в микрообъём энергии равна разности между суммарной кинетич. энергией всех ионизирующих частиц, попавших в данный микрообъём, и энергией частиц, покинувших его (в сумме с увеличением энергии внутри объёма за счёт ядерных реакций). Ср. энергия по микрообъёмам рассматривается как интегральная доза *D* в объёме:

$$D = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \int_0^{\Delta z} f(Z) dZ.$$

Стохастич. аналог ЛПЭ — т. н. линейная энергия $\epsilon = El$, где *l* — ср. длина хорды рассматриваемого микрообъёма (измеряется в КэВ·мкм⁻¹). Распределение $f(Z)$, соответствующее определ. величине поглощённой дозы *D*, может быть записано в виде $f(Z, D)$. Пусть, напр., габель клеток при облучении наступает тогда, когда уд. энергия *Z* и чувствит. объём клетки превосходит некое критич. значение $Z_{кр}$. При этом доля Ψ клеток, выживших после облучения:

$$\Psi(D) = \int_0^{Z_{кр}} f(Z, D) dZ.$$

В реальном случае, когда вероятность выживания клетки при поглощённой в её чувствит. объёме уд. энергии описывается как $\Psi(Z)$:

$$\Psi(D) = \int_0^{Z_{кр}} f(Z, D) \Psi(Z) dZ.$$

Ф-ция $f(Z, D)$ может быть измерена или вычислена для разных микрообъёмов, а левые части соотношений найдены экспериментально.

М. применяют как для выявления закономерностей биол. действия разл. ионизирующих излучений, так и для оптич. планирования облучения в медицине. Микродозиметрич. метод используют также для исследования радиац. повреждений в твердотельной электронике.

Лит.: Иванов В. И., Лысцов В. Н., Основы микродозиметрии, М., 1979; Иванов В. И., Лысцов В. Н., Губин А. Т., Справочное руководство по микродозиметрии, М., 1986; Микродозиметрия. Доклад 38 МКРО, пер. с англ., М., 1988. В. И. Иванов.

МИКРОКАНОНИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГИББСА — равновесное распределение вероятностей для статистич. ансамбля систем с заданной полной энергией ϵ при пост. объёме *V* и пост. полном числе частиц *N*; соответствует микроканоническому ансамблю Гиббса. Установлено Дж. У. Гибсом (J. W. Gibbs) в 1901 для случая классич. статистики как один из осн. законов *статистической физики*.

В классич. статистич. механике ф-ция распределения $f(p, q)$ зависит от координат и импульсов *p, q* всех частиц через *Гамильтона функцию* $H(p, q)$, к-рая является интегралом движения системы. Согласно М. р. Г., все микроскопич. состояния в узком слое энергии $\Delta\epsilon \ll \epsilon$ равновероятны, а вероятности др. состояний равны нулю, т. е.

$$f(p, q) = \begin{cases} W^{-1}(\epsilon, N, V) & \text{при } \epsilon \leq H(p, q) \leq \epsilon + \Delta\epsilon, \\ 0 & \text{вне этого слоя,} \end{cases}$$

$W(\epsilon, N, V)$ — статистич. вес, определяемый из условия нормировки (суммарная вероятность пребывания системы во всех состояниях равна 1). Следовательно,

$$W(\epsilon, N, V) = (N! h^{3N})^{-1} \int_{H(\epsilon, \epsilon)} dp dq, \\ dp dq = dp_1 dq_1 \dots dp_{2N} dq_{2N};$$

тельное, чем меньше объём (рис. а, б), меньше доза излучения и чем больше линейные потери энергии (ЛПЭ) ионизирующих частиц. Величину флуктуаций можно проиллюстрировать на след. примерах: при дозе 10^{-2} Гр *γ*-излучения отклонение *Z* от ср. значения \bar{Z} в объёме живой клетки $\sim 10\%$. При такой же дозе нейтронного излучения (значительно больше ЛПЭ) флуктуации таковы, что в 9 клетках из $10 Z = 0$, а в каждой 10-й клетке может превышать \bar{Z} в 10 раз; в объёме, занимаемом хромосомой (при той же дозе нейтронного излучения), $Z = 0$ в 999 хромосом из 1000, а в одной из них может превышать \bar{Z} в 1000 раз.

эта величина слабо зависит от ширины слоев $\Delta\sigma$, при больших N этой зависимости можно пренебречь. В случае классич. механики можно перейти к пределу $\Delta\sigma \rightarrow 0$ и записать М. р. Г. в виде

$$f(p, q) = W^{-1}(\mathcal{E}, N, V) \delta(H(p, q) - \mathcal{E}),$$

$\delta(\mathcal{E})$ — дельта-функция Дирака. Статист. вес связан с энтропией $S(\mathcal{E}, N, V)$ соотношением

$$W(\mathcal{E}, N, V) = \exp(k^{-1}S(\mathcal{E}, N, V)).$$

В квантовой статистике механике рассматривают ансамбль замкнутых, энергетически изолированных систем с объемом V и числом частиц N , имеющих одинаковую энергию \mathcal{E} с точностью до $\Delta\mathcal{E}$. Величину $\Delta\mathcal{E}$ выбирают малой, но конечной, т. к. точная фиксация энергии в квантовой механике, в соответствии с *неопределенностей соотношением* между энергией и временем, потребовала бы бесконечного времени наблюдения. Предполагается, что для таких систем все квантовомеханич. состояния с энергией \mathcal{E}_k от \mathcal{E} до $\mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}$ равновероятны, а вне этого слоя их вероятность равна нулю. Такое распределение вероятности w состояний системы:

$$w(\mathcal{E}_k) = \begin{cases} W^{-1}(\mathcal{E}, N, V) & \text{если } \mathcal{E}_k \leq \mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}, \\ 0 & \text{вне этого слоя,} \end{cases}$$

наз. М. р. Г. для квантового статистич. ансамбля. Здесь $W(\mathcal{E}, N, V)$ — статистич. вес, равный числу квантовых состояний в слое $\Delta\mathcal{E}$ при фиксиров. \mathcal{E}, N, V ; оно определяется из условия нормировки вероятности $\sum w(\mathcal{E}_k) = 1$. В квантовом случае также можно устремить $\Delta\mathcal{E}$ к нулю, такому М. р. Г. соответствует статистический оператор (матрица плотности)

$\rho = W^{-1} \delta(\hat{H} - \mathcal{E})$, где \hat{H} — гамильтонян системы. М. р. Г. неудобно для практич. применений, т. к. для вычисления W нужно найти плотность распределения квантовых уровней для системы из большого числа частиц, что представляет собой сложную задачу. М. р. Г. важно для теоретич. исследований, т. к. на всех Гиббса распределений оно наиб. тесно связано с механикой. С помощью М. р. Г. доказывается теорема Гиббса о том, что малая подсистема большой системы, распределенной по М. р. Г., соответствует каноническому распределению Гиббса. Для конкретных задач удобнее рассматривать системы, находящиеся в тепловом контакте с окружающей средой, темп-ра к-рой постоянна (с термостатом), и применять канонич. распределение Гиббса или рассматривать системы, для к-рых возможен обмен энергией и частицами с термостатом, и использовать *большое каноническое распределение Гиббса*.

Лит. см. при ст. *Статистическая физика*. Д. Н. Зубарев.
МИКРОЛИТОГРАФИЯ — формирование микросухоуков на поверхности твердого тела. М. лежит в основе технологии *микрорезистороники*. Обычно М. включает: нанесение на поверхность твердого тела (подложки) тонкого слоя фоторезиста (материала, чувствительного к воздействию радиации); экспонирование отд. областей резиста соответственно заданному рисунку (фотошаблон) и проявление, т. е. удаление экспонированных (в позитивном процессе) или неэкспонированных (в негативном процессе) областей резиста. В результате формируется фоторезистивная пленочная маска, в «окнах» к-рой осуществляется технол. обработка поверхностного слоя подложки. Затем фоторезист обычно удаляется. Подобная процедура при изготовлении *интегральной схемы* повторяется, причём каждый последующий рисунок точно совмещается с предыдущим. Чередование М. с др. операциями (травление, кристаллизация, напыление пленок, легирование, окисление и т. д.) позволяет создавать твердотельные структуры со сложной геометрией.

Важный показатель М. — разрешающая способность — характеризуется мин. шириной линий рисунка (проектной нормой). При возникновении М. (1958) проектная норма составляла 30–100 мкм, ко 2-й пол. 80-х гг. она достигла 1–2 мкм, а в экстрем. устройствах — 0,1 мкм. Формирование рисунка с шириной линий до 0,01–0,001 мкм (0,1–0,01 мкм) наз. *нанолитография*.

По характеру экспонирующего излучения выделяют фотолитографию, *рентгеновую литографию*, электронолитографию и ионолитографию. Для фотолитографии наиб. критична длина волны λ излучения. В случае контактной печати (фотошаблон накладывается непосредственно на слой фоторезиста) разрешающая способность $\Delta x \approx 2\lambda$. Недостаток контактной печати — быстрое накопление дефектов в шаблоне и формируемых структурах. При проекц. печати $\Delta x = 1,22F\lambda$, где $F = f/(A - a)$, A — апертура проекц. системы. Наиб. широко распространены дуговые ртутные лампы ($\lambda = 330$ –400 нм), для фотолитографии в глубокой УФ-области используют дейтериевые лампы ($\lambda = 200$ –260 нм). Методы голографии М. позволяют упростить оптич. системы и исключить влияние дефектов шаблона и пылинки.

Рентгенолитография практически свободна от волновых ограничений разрешающей способности. Последняя в данном случае ограничивается в осн. эффектами полнени: $\Delta x = S/(dD)$, где S — ширина зороара между шаблоном и пластиной, d — диаметр источника излучения, D — расстояние от источника до шаблона. Для достижения субмикронного разрешения необходимы проекц. рентг. системы с $S \leq 10$ мкм; при этом неоднородности эфф. величины зороара приводят к флуктуациям геом. искажений рисунка. Рентг. шаблоны представляют собой слоистые структуры на тонкой мембране, провидяемой для рентг. излучения. Рисунок вытравлен из металла, плёнок, поглащающих рентг. излучение. Наиб. перспективно *синхротронное излучение* высокой интенсивности с малой расходимостью пучка, благодаря чему эффект полнени исключается.

При электронолитографии используют либо параллельный поток электронов (проец. электронолитография), либо пучок электронов, сканирующий пластину (сканирующая электронолитография). Первый метод обладает более высокой производимостью, но требует сложных шаблонов и имеет ограниченную разрешающую способность. Второй позволяет достичь разрешения лучше 0,1 мкм (в экспериментах $\Delta x = 2$ мкм) и формировать изображение без помощи шаблона путём прямого управления лучом с помощью ЭВМ. Разрешающая способность электронолитографии определяется рассеянием электронов в резисте и их обратным рассеянием в результате отражения от подложки. Для уменьшения этих явлений применяют двухслойные резисты. Осн. проблема, препятствующая широкому внедрению электронолитографии в массовое произ-во интегральных систем, — низкая производимость сканирующих систем. Поэтому обычно её применяют в сочетании с фотолитографией и рентгенолитографией. При этом электронолитографию используют для формирования шаблонов и отдельных, наиб. ответственных рисунков на пластинах.

Ионолитография обладает свойствами сканирующей электронолитографии, но эффект обратного рассеяния здесь выражен значительно слабее. Жидкометаллич. *ионные источники* создают плотные пучки. Сканирующие ионные системы используют для прямого формирования структуры интегральных схем без шаблонов. При этом ионный пучок, управляемый ЭВМ, осуществляет легирование полупроводника, вносит в него локальные радиацион. повреждения, осуществляет травление подложки. Однако производимость в этом случае низкая.

Лит. см. при ст. *Микроэлектроника*, *Интегральные схемы*. И. Ф. Дорджин.
МИКРОНАПРЯЖЕНИЯ — внутр. напряжения, существующие в кристаллах в отсутствие внеш. сил и уравновешенные в объёмах, малых по сравнению с

объёмом всего тела. Источники М.— несовершенство кристаллич. строения: точечные дефекты и их скопления, дислокации и др. Расчёт М., осуществляемый с помощью теории упругости, показывает, что дислокации — наиб. важные источники медленно убывающего дальнедействующего поля М. (напряжения от дислокации убывают обратно пропорционально расстоянию r от её центра, в то время как напряжения от линейной цепочки точечных дефектов убывают как $1/r^2$, а от скопления точечных дефектов сферич. формы — как $1/r^3$).

В зависимости от взаимного расположения дислокаций вызываемые ими напряжения могут либо складываться, образуя макронапряжения, убывающие на расстояниях порядка размеров кристалла, либо компенсировать друг друга и убывать на расстояниях порядка расстояния между дислокациями, образуя микронапряжения. По мере приближения к дефекту напряжения возрастают по величине и могут достигать значений порядка предела прочности материала. На расстояниях, близких к центру дефекта, в области очень сильных искажений кристаллич. решётки смещения атомов настолько велики, что деформации достигают величин порядка единицы, понятие напряжений теряет определ. физ. смысл и для описания искажения возникает необходимость учёта дискретности среды, её конкретной атомарной структуры. М. определяют ряд физ. свойств кристаллов, и прежде всего закономерности их пластич. деформирования и разрушения.

МИКРОНЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ — мелкомасштабные плазменные неустойчивости, опасные для удержания плазмы, к-рые не приводят к немедленному разрушению равновесного состояния плазмы, а оказывают влияние на её удержание через процессы переноса — диффузию частиц и теплопроводность. Именно в результате равнания М. п. появляются мелкомасштабные пульсации электрич., магн. полей и концентрации плазмы, к-рые увеличивают потоки частиц и тепла поперек магн. поля, удерживающего плазму.

Класс М. п. весьма обширен. В него входят: семейство дрейфовых неустойчивостей (дрейфовая универсальная, дрейфово-дисипативная, дрейфово-температурная и т. д.), связанных с градиентами концентрации и темп-ры плазмы; неустойчивости типа Кельвина — Гельмгольца в движущейся как целое плазме с неоднородным профилем скорости; конусные неустойчивости, связанные с анизотропным распределением электронов и наличием конуса потерь; токово-конвективная неустойчивость и др. (см. *Неустойчивости плазмы*). Источники энергии для М. п. могут служить неоднородности плазмы и удерживающего её магн. поля, неравномерные распределения частиц по скоростям, относительное движение заряд. компонент и пр.

Обычно коэф. переноса, обусловленные М. п., зависят не только от парных столкновений частиц, но гл. обр. от взаимодействий волна — частица и могут на много порядков превосходить их классич. значения (см. *Перенос процессов*); в этих случаях говорят об аномальной диффузии и теплопроводности плазмы. Теория аномального переноса даёт спектры колебаний, возбуждаемых М. п. на величине стадии равнания неустойчивости. Если возмущающая вследствие М. п. турбулентность можно представить в виде суперпозиции большого числа слабо взаимодействующих между собой колебаний, то она описывается методом слабой турбулентности с использованием квазилинейного приближения. Часто *турбулентность плазмы* оказывается сильной, поэтому при расчётах спектральных характеристик флуктуаций используют перенормировочные теории и размерностные оценки. Коэф. аномальной диффузии $D_{\perp} \approx \lambda_m \gamma_m$, где λ_m — длина волны, а γ_m — индекс роста наиб. неустойчивой моды колебаний. В случае дрейфово-дисипативной М. п. этот коэф. D_{\perp} порядка коэф. *Волна диффузии* $D_a = c_t e^2 / 16 \pi e H$.

Лит.: Rosenbluth M. N., *Microinstabilities*, в сб.: *Plasma physics*, Vienna, 1965, p. 455; А р т и м о в и ч Л. А., Са г д е в Р. З., *Физика плазмы для физиков*, М., 1973; М и х а й л о с к и й А. Б., *Неустойчивости неоднородной плазмы*, в кн.: *Основы физики плазмы*, т. 1, М., 1983. Н. С. Ерохин.

МИКРОПРИЧИННОСТЬ (локальность) — фундам. свойство взаимодействующих полей в локальной *квантовой теории поля*, состоящее в исчезновении коммутатора (антикоммутатора) операторов бозе-(формы)- поля $\varphi(x)$ в *Гейзенберга представлениями*:

$$[\varphi(x), \varphi(y)]_z = 0 \quad (1)$$

в точках пространства-времени, разделённых пространственноподобным интервалом $(x - y)^2 = (x_0 - y_0)^2 - (x - y)^2 < 0$ (см. также *Локальная коммутативность*). Условие М. в формулировке Н. Н. Боголюбова, эквивалентное (1) с точностью до локализованных в точке $x=y$ членов (на массовой поверхности), имеет вид

$$\delta f(x)/\delta g(y) = 0, \quad f(x) = i\delta(\delta S/\delta g(x))^{S^*} \quad (2)$$

в области $(x - y)^2 < 0$, а также при временах $x_0 < y_0$ в области $(x - y)^2 > 0$ (вне светового конуса и во внутренней его полости, образённой в прошлое). Здесь $S = S(g)$ — *матрица рассеяния* как функционал классич. поля $g(x)$, роль к-рого могут играть неоператорные добавки к операторам поля, ф-ция включения взаимодействия и т. д. (анак «+» означает эрмитово сопряжение). Условия (1), (2) относятся ко всем, в т. ч. сколь угодно малым, значениям разности $x - y$, что и отражает приставка «микро» в термине «М. п.».

Условие М. выполняется в аппарате квантовой теории поля многообразные ф-ции. В динамич. теории поля, основанной на полевом *лагранжиане (замыкательном)*, эти условия существенно ограничивают его структуру, приводя к необходимости локальности взаимодействия (отнесения операторов поля в лагранжиане к одной точке пространства-времени), отсутствия высших производных и т. п. Одновременно условия М. придают аппарату теории должную однозначность, фиксируя правила обхода особенностей амплитуд взаимодействий полей. В *аксиоматической квантовой теории поля* условия М. играют конструктивную роль одного из осн. постулатов, заменяющих в совокупности динамич. базис теории поля. Соответствие условия М. лежит в основе общего, не опирающегося на конкретные модели вывода аксиоматич. теории возмущений, апалитич. свойств амплитуд взаимодействий в комплексной плоскости энергетич. перемещений, *дисперсионных соотношений* (см. также *Дисперсионных соотношений метод*), *теоремы СРТ*, *Померачука теоремы*, *Фруассара ограничения* и др.

Физ. первоосновой требования М. служит *причинности принцип*, запрещающий влияние данного события на все предшествующие события («будущее не влияет на прошлое»). Должно отсутствовать также взаимное влияние событий, разделённых пространственноподобным интервалом: их временная последовательность неабсолютна, и выбором системы отсчёта одно из них всегда может быть сделано предшествующим другому. Условия М. могли бы служить количеств. выраженным принципа причинности при всех значениях $x - y$ лишь в случае физ. реализуемости понятия точечного (локализованного) в определ. точке пространства-времени события. Именно такой точечный характер имеют события в релятивистской теории (в *квантовой теории многих частиц*), когда соответствующий аналог требования М. допускает прямую физ. интерпретацию (см. *Крамерса — Кроника соотношения*).

Однако в релятивистской квантовой теории понятие точечного события лишено прямого физ. смысла. Это связано с *неопределимостью соотношениями*, устанавливающими ниж. границу протяжённости и длительности любого акта взаимодействия полей. измерения поля и т. п. Так, напр., координату покоящейся частицы мож-

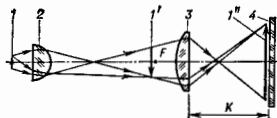
по фиксировать лишь с точностью до её *комптоновской длины волны*. Поэтому условия М. имеют весьма ограниченный физ. смысл. Ис следует рассматривать как формально-матем. требование, представляющее собой экстраполяцию физ. условия причинности в область малых расстояний и промежутков времени.

Отсюда следует возможность нарушения условий М. «в малом» без противоречия с физ. принципом причинности. Эта возможность составила основу *неаглоной квантовой теории поля*, получившей развитие в 1930—1960-х гг., когда трудности локальной теории подтолкнули её использование в теории элементарных частиц. Вместе с тем М. оказался столь тесно связанной с др. фундам. свойствами квантового поля (*релятивистской инвариантностью, унитарностью*), что для сохранения этих свойств в неаглоной теории потребовалась радикальная перестройка всего её аппарата. С др. стороны, предпринимались попытки (не приведшие к успеху) сформулировать «смичгичные» условия причинности — условия «макропричинности», либо учитывающие соотношения неопределённостей. Эти условия должны отличаться от (1) и (2) «в малом», допуская в области малых расстояний и промежутков времени ненаблюдаемые (вследствие соотношений неопределённостей) нарушения причинности.

Несмотря на отсутствие прямого физ. смысла условий М. «в малом», совр. теория фундам. взаимодействий, к-рая в значит. мере преодолела трудности локальной теории поля, использует эти условия вплоть до расстояний порядка квантово-гравитаци. длины (*планковской длины*) 10^{-33} см. Проверка *квантовой электродинамики* и (с меньшей определённостью) дисперсионных соотношений подтвердила справедливость условий М. до расстояний порядка 10^{-18} см и промежутков времени до 10^{-26} с. Применимость этих условий и основанной на них локальной теории поля в области меньших масштабов, хотя и кажется очень вероятной в свете успехов совр. теории, требует ещё своего эксперим. обоснования.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширнов Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984; Киржица Д. А., Неполная квантовая теория поля, «УФН», 1966, т. 30, с. 129; Боголюбов Н. Н., Логутин А. А., Тодоров И. Т., Основы асимптотического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; Нуссценц в Янг Х. М., Причинность и дисперсионные соотношения, пер. с англ., М., 1978. Д. А. Киржица.

МИКРОПРОЕКЦИЯ — получение на экране оптич. изображений малых объектов с помощью микроскопа. Объектив 2 микроскопа (рис.) образует, как обычно,



увеличенное действительное изображение I' объекта I , к-рое при М. устанавливает перед передним фокусом окуляра 3. Окуляр работает в этом случае как проекц. система и создаёт действительное изображение I'' объекта в плоскости экрана 4. При М. линейное оптич. увеличение

$$\beta = \beta_{06} \Gamma_{06} K / 250 \approx \beta_{06} K / f'_{06}$$

где β_{06} и Γ_{06} — номинальные значения увеличений объекта и окуляра; f'_{06} — фокусное расстояние окуляра; K — расстояние от окуляра до экрана. Осещённость изображения $E = \sqrt{B \Delta \lambda} / 2$, где \sqrt{B} — коэф. пропускания оптич. системы микроскопа, B — яркость источника света, A — апертура объектива. Для получения достаточной осещённости при М. требуется источники света высокой яркости.

М. применяется для демонстрации изображений одновременно, неск. наблюдателям, для удобства работы на ряде микроскопов. Наиб. распространена проекция на прозрачный экран (матовое стекло). М. используется также для получения изображений микрообъектов на светочувств. слое фотоматериала (микрофотография и микроквантография), на мишене передающей трубки (телевизионная микроскопия), на фотопленке электронно-оптич. преобразователя (УФ- и ИК-микроскопия) и др.

Лит. см. при ст. Микроскоп. Г. В. Папаян.
МИКРОПРОЦЕССОР (МП) — программно-управляемое универсальное устройство для цифровой обработки дискретной и (или) аналоговой информации и управления процессом этой обработки, построенное на одной или неск. больших *интегральных схемах* (БИС). По существу, МП может выполнять те же функции, что и процессор ЭВМ (или его составная часть), — отсюда с учётом изготвления его по технологии микроэлектроники произошло назв. «МП».

Области применения МП определяются, с одной стороны, возможностями МП как БИС — компонента электронных схем, а с другой — возможностями МП по обработке информации и управлению этим процессом, присущими ЭВМ. В совокупности с БИС постоянного запоминающего устройства (ПЗУ), оперативного запоминающего устройства (ОЗУ) (см. Память устройства) и БИС управления вводом-выводом информации МП позволяет создавать универсальные ЭВМ, причём он выполняет функции процессора (организацию работы ЭВМ, логич. и арифметич. обработку информации). Др. область применения МП — специализиров. системы для сбора информации с объекта, её обработки и оптич. управления объектом. Примерами из этой области являются специализиров. управляющие МП (микронтроллеры) и приборы со встроенной микропроцессорной системой ввода-вывода информации и её обработки (г. н. интеллектуальные приборы).

Спектр применений МП в физике определяется наряду с этим ещё двумя обстоятельствами. Во-первых, МП, работающий от внеш. источника энергии и управляющий состоянием замкнутой системы, способен управлять изменением её энтропии заданным образом [1]. Эта способность широко используется в автоматизиров. устройствах управления системами для оптимизации либо повышения эффективности происходящих в них процессов (напр., удержание на заданном уровне темп-ры печи, в контур управления нагревателем к-рой включён МП). Во-вторых, любой алгоритм обработки информации можно реализовать программно (с помощью выполнения соответствующей программы универсальным МП) либо аппаратно (с помощью специализиров. МП, при разработке к-рого искомый алгоритм был реализован непосредственно в его электронной схеме). Последний способ обеспечивает макс. быстродействие алгоритма и представляет интерес в том случае, когда требуется обрабатывать информацию с частотой, превышающей частоту её обработки программным путём. Напр., для обработки изображений, следующих с частотой телевизионной развертки, широко используется фурые-МП, аппаратуру реализующий алгоритм быстрого преобразования Фурые.

МП характеризуются: полупроводниковой технологией изготовления интегральных схем, составными МП, их кол-вом; архитектурой (логич. организацией МП, определяющей процесс обработки информации в конкретном МП и включающей методы кодирования информации, состав, назначение и принципы взаимодействия аппаратных средств МП); набором инструкций; ёмкостью адресуемой памяти; производительностью; стоимостью и др. [1, 2, 4, 5].

Первый МП — 4-разрядный Intel-4004 (фирма Intel, США) — появился в 1971 в ходе разработки программируемого калькулятора. Он состоял из 4 БИС, мог адресовать 4,5 кбайт памяти и имел 45 инструкций

со временем выполнения 10—20 мкс. За ним в 1974 последовал 8-разрядный МП, а в 1978 насчитывалось уже св. 50 разл. типов МП. К 1989 разрядность МП увеличилась до 16—32 бит, время выполнения инструкций снизилось до 0,1—2 мкс, объём адресуемой памяти увеличился до десятков Мбайт.

По числу БИС, составляющих МП, их можно условно разделить на два существенно различных класса: однокристальные и многокристальные.

Однокристальные МП (ОМП) — функционально законченные процессоры с фиксируемыми разрядностью и набором инструкций. При этом инструкциями процессора являются инструкции ОМП. Обычно архитектура систем, построенных непосредственно на основе таких МП, повторяет архитектуру МП. Для построения системы достаточно подключить к ОМП блоки ОЗУ, ПЗУ, управления вводом-выводом информации и тактового генератора. ОМП различаются типом шин [типом набора проводников, функционально предназначенных для передачи информ. и (или) управляющих сигналов] адреса и данных; раздельные шины адреса и данных позволяют одновременно передавать по ним код адреса и данных; совмещённые шины адреса и данных позволяют передавать адрес и данные в разные моменты времени, причём сначала производится адресация, т. е. выбор источника или получателя информации, а затем обмен данными. Такой способ, несмотря на большую сложность, позволяет сократить кол-во проводников шины и уменьшить кол-во выводов ОМП, что весьма существенно при увеличении его разрядности.

ОМП различаются также по способу синхронизации при выдаче адреса и обмена данными. В синхронных системах все сигналы строго определены во времени и обмен ведётся без подтверждения факта получения или выдачи информации абонентом.

В синхронно-асинхронных системах передача адреса осуществляется синхронно, а обмен происходит при взаимном обмене источника информации и её получателя сигналами подтверждения приёма (передачи) информации по след. схеме:

- источник начинает цикл обмена, выставляя данные на шине, и с помощью задержкой, необходимой для надёжной установки данных на линиях связи, выставляет сигнал данные на шине;
- получатель по сигналу данные на шине производит их запись и только после этого выставляет сигнал данные получены на соответствующую линию связи;
- источник, получив сигнал данные получены, снимает сигнал данные на шине и сами данные;
- получатель после снятия сигнала данные на шине снимает сигнал данные получены;
- источник после снятия сигнала данные получены завершает текущий цикл обмена.

Этот способ обеспечивает высокую надёжность обмена, т. к. менее чувствителен к помехам, сбоям и временным характеристикам как узлов, участвующих в обмене, так и линий связи.

Многокристальные (секционные) МП (СМП) — секции разрядности 2, 4, 8 или 16 бит с фиксиров. набором инструкций для построения процессора с изменяемой разрядностью слова и разл. архитектурой. СМП позволяют создавать специализиров. процессоры с наборами инструкций, ориентированными на определ. применение (напр., фурье-анализ, процедуры обработки данных). При этом каждая инструкция такого специализиров. процессора состоит из последовательности инструкций (программы) СМП. В этом случае принято называть инструкцию СМП микроинструкциями, а процесс разработки инструкций процессора — микропрограммированием.

Наряду с удобствами применение СМП связано с определ. трудностями: требуется микропрограммирование инструкций процессора. Поэтому наиб. распространёнными являются ОМП. В то же время, благодаря микропрограммированию инструкций процессора, сос-

тоящего из СМП, можно достичь его макс. производительности. В этом направлении наиб. перспективна разработка процессоров с сокращённым набором инструкций RISC (от англ. Reduce Instruction Set).

Архитектура МП. Для программиста понятие архитектуры МП включает в себя совокупность аппаратурных, программных и микропрограммных возможностей МП, важных при его программировании (внеш. архитектура). Для разработчика микропроцессорной аппаратуры важными особенностями, с точки зрения архитектуры МП, являются его аппаратурная организация и логич. структура электронных схем, отд. блоков и связывающих их информ. шин (внутр. архитектура). Эти особенности могут быть отличными от внеш. архитектуры МП.

Существует два типа внутр. архитектуры процессора, построенного из СМП: вертикальная и горизонтальная. В случае вертикальной архитектуры секция является функционально законченным n -разрядным процессором (2, 4, 8 или 16 бит), допускающим наращивание разрядности слова объединением секций. При горизонтальной архитектуре построения процессора секция является одним из его узлов, объединяемых для получения n -разрядного процессора.

Внеш. архитектура МП, как правило, традиционна: один набор команд обрабатывает один набор данных — SISD (от англ. Single Instruction Single Data stream). Совр. МП в этом отношении предоставляют проектировщикам микропроцессорных систем новые возможности, т. к. большинство их имеет аппаратные и программные средства для построения микропроцессорных систем. Так, становятся возможными архитектуры типов SIMD (от англ. Single Instruction Multiple Data stream), MISD (от англ. Multiple Instruction Single Data stream) и MIMD (от англ. Multiple Instruction Multiple Data stream).

Принцип функционирования МП. МП работает, выполняя т. н. циклы инструкций — последоват. извлечения из памяти (ОЗУ, ПЗУ) инструкций, управляющих работой МП, их анализ и исполнение. При этом в начале цикла МП обращается к памяти один раз для чтения инструкции, а затем при необходимости ещё неск. раз для чтения (записи) данных из памяти или ввода-вывода данных через устройство ввода-вывода информации (УВВ).

В ОМП обычно используется одна и та же шина для обращения к памяти и УВВ (рис. 1, а), причём в один и тот же момент времени может читаться или записываться только одна инструкция или слово данных, т. е. инструкция и данные обрабатываются последовательно (рис. 1, б).

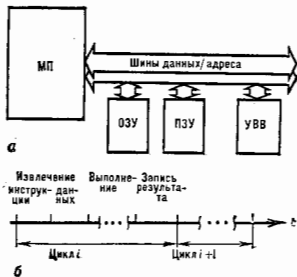


Рис. 1. Архитектура (а) и временная диаграмма шины инструкций (б) однокристального микропроцессора.

В СМП шины данных (адреса) памяти, в k -ых хранятся микроинструкции, как правило, разделенны

(рис. 2, а) и процесс выборки след. инструкции может быть совмещен во времени с исполнением текущей инструкции (рис. 2, б).

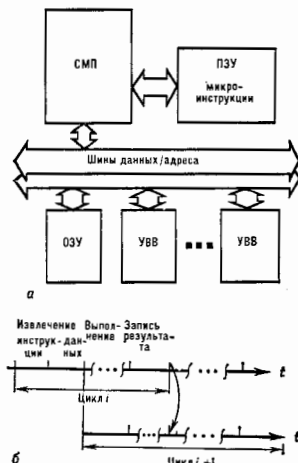


Рис. 2. Архитектура (а) и временная диаграмма цикла инструкции (б) секционного микропроцессора.

Технология изготовления МП. При произ-ве МП используются все известные виды технологий (ТЛШ, ТТЛШ, ИЛ, ИЛ, ЭСЛ, н-МОП, к-МОП и р-МОП [3—4]), дающие разл. выходные характеристики МП. Так, технология ТЛШ позволяет получить быстродействующие МП с высокой радиац. стойкостью, но имеющие большую потребляемую мощность и невысокую степень интеграции, технология н-МОП обеспечивает высокую степень интеграции при умеренной мощности потребления, но низкую радиац. стойкость. Высокими потребительскими свойствами обладают МП, изготовленные по технологии к-МОП на подложке из кремния, а изготовленные по технологии р-МОП имеют низкую себестоимость, но обладают небольшим быстродействием.

Универсальные и специализированные МП. Универсальный МП представляет собой многофункциональный БИС или их набор с программируемой логикой работы. Из-за своей универсальности он зачастую имеет низкую эффективность использования в разл. областях применения из-за несоответствия архитектуры МП характеру задач.

Альтернативой ему в этом отношении является специализирован. МП, архитектура к-рого полностью ориентирована на решение конкретной задачи. Появление таких МП стало возможным благодаря технологии произ-ва БИС на базе вентиляльных матриц или базовых матричных кристаллов, когда один или неск. нижних слоев БИС являются неизменяемыми, а меняется лишь верх. слой (слои) [5].

Специализирован. МП развиваются по пути создания МП, реализующих след. алгоритмы обработки данных (алгоритмич. МП). Для традиц. архитектуры первыми шагами в этом направлении стала разработка МП с сокращенным набором инструкций (RISC) и МП с набором инструкций языков программирования высокого уровня.

Алгоритмич. МП — по сути развитие указанных направлений. Напр., применительно к задачам физики создаются алгоритмич. МП, служащие для обработки изображений и речи, цифровой фильтрации сигналов (систолы. ЭВМ) [5], а также МП для аналитич. вычислений, реализации метода наим. квадратов, линейного программирования, работы с фактографич. базами данных и др.

Среди специализирован. МП можно выделить МП для обработки сигналов (сигнальные МП), к-рые по сути дела являются алгоритмич. МП, обрабатывающими информацию, заданную не в цифровом виде. При этом перед началом её цифровой обработки МП преобразует эту информацию в цифровой вид (напр., аналоговый сигнал — с помощью встроенного аналого-цифрового преобразователя). В случае аналоговых входных сигналов обрабатывающий их специализирован. МП наз. аналоговым МП [4]. Они могут выполнять функции любой аналоговой схемы (усиление сигнала, модуляцию, смещение, фильтрацию и др.) в реальном масштабе времени. При этом применение аналогового МП значительно повышает точность обработки сигналов, их воспроизводимость, расширяет функциональные возможности обработки сигналов за счёт цифровых методов.

Прогресс в развитии МП будет определяться как новыми микроэлектронными технологиями их изготовления, так и новой архитектурой МП, реализующей разл. способы обработки информации: параллельную, ассоциативную и др. Причём поскольку технология в ближайшие годы позволит достигнуть предела по параметру плотности логич. вентиля на кристалл (определяется межэлектронными размерами кристалла), на первое место выйдет разработка новых принципов обработки информации и архитектуры МП.

Лит.: 1) К л и в г м а н Э., Проектирование микропроцессорных систем, пер. с англ., М., 1980; 2) Соучеж В., Микропроцессоры и микро-ЭВМ, пер. с англ., М., 1979; 3) Фауладжер Р., Программирование встроенных микропроцессоров, пер. с англ., М., 1985; 4) Микропроцессоры, под ред. Л. И. Прескужина, т. 1—3, М., 1986; 5) Х в о л с т Г., В и р д л и н с к и й Н. В., П о в о в Е. А., Микропроцессоры и микро-ЭВМ в системах автоматического управления. Справочник, Л., 1987; 6) К о у л В., Активное развитие секторов нестандартных микропроцессоров, «Электроника», 1987, т. 60, № 21, с.45.

МИКРОСКОП оптический (от греч. mikrós — малый и skopéō — смотрю) — оптич. прибор для получения сильно увеличенных изображений объектов (или деталей их структуры), не видимых невооруженным глазом. Разл. типы М. предназначаются для рассматривания, изучения и измерения микроструктуры органич. клеток, бактерий, срезов тканей, микрокристаллов, волокон, минералов, микроскопс и др. объектов, размеры к-рых меньше мин. разрешения глаза (см. *Разрешающая способность*), равного 0,1 мм. М. даёт возможность различать структуры с расстоянием между элементами до 0,2 мкм. Обычно М. имеет двухступенчатую систему увеличения, образованную объективом и окуляром и обеспечивающую увеличение до 1500 крат. В оптич. схему М. входят также элементы, необходимые для освещения объекта.

Историческая справка. Простой одноклиновый М. (луна с сильным увеличением) был известен уже в сер. 15 в. А. Левенгук (A. Leeuwenhoek) довёл увеличение простого М. до 300 крат и впервые обнаружил и описал мир микроскопич. организмов, в т. ч. бактерий. Изобретение сложного М., состоящего из двух положительных (собирающих) линз, относят к периоду между 1590 и 1610 и связывают с именем Г. Янсеня (H. Jansen). В 1610 Г. Галилей (G. Galilei) на основании изобретённой им зрительной трубы построил др. тип М., состоящий из собирательного объектива и рассеивающего окуляра. Сложные М. позволили удалить препарат от глаза и устанавливать его в удобном положении. Долгое время сложные М. из-за присущего им

хроматизма уступали по качеству изображения простам.

Первые расчёты ахроматич. объективов для М. были выполнены Л. Эйлером (L. Euler) в 1750—70; по расчётам Ф. У. Т. Эпинуса (F. U. T. Aepinus) в 1805—08 был построен М., обеспечивающий увеличение до 180 крат. Э. Аббе (E. Abbe) разработал (1872—73) дифракц. теорию образования изображений несамосветящихся объектов в М., определял предел разрешения М. и показал при этом роль апертуры, рассчитал высококачеств. ахроматич. и апохроматич. объективы. Его теория лежит в основе совр. микроскопостроения. Л. И. Мандельштам распространил теорию Аббе на самосветящиеся объекты.

Принцип действия М. поясняет рис. 1, на к-ром представлена оптич. схема типичного М. проходящего света. Препарат 7 (стрелочка) находится на предметном столике перед микрообъективом 8 на расстоянии, несколько большем его фокусного расстояния $F_{об}$. Объектив образует действительное, увеличенное и перевёрнутое изображение 7' в плоскости полевой диафрагмы 10, лежащей за передним фокусом $F_{ок}$ окуляра 11. Это промежуточное изображение рассматривается через окуляр, к-рый даёт дополнит. увеличение и образует мнимое изображение 7'' на расстоянии наилучшего видения $D = 250$ мм. При этом па сетчатке глаза образуется действит. изображение предмета. Если окуляр сдвинуть так, чтобы изображение 7' оказалось перед передним фокусом окуляра, даваемое окуляром, становится действительным и его можно получить на экране или фотоплёнке (см. *Микропроекция*). Общее увеличение М. равно произведению увеличений объектива и окуляра: $\Gamma_M = \beta_{об} \cdot \beta_{ок}$, причём $\beta_{об} = \Delta / f'_{об}$, $\beta_{ок} = 250 / f'_{ок}$, где Δ — расстояние от заднего фокуса объектива до переднего фокуса окуляра (т. е. оптич. длина тубуса), $f'_{об}$ и $f'_{ок}$ — фокусные расстояния объектива и окуляра. Обычно объективы М. имеют увеличения от 6,3 до 100, а окуляры от 7 до 15; поэтому общее увеличение М. лежит в пределах от 44 до 1500.

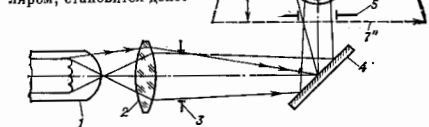


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема микроскопа.

Осветительная система М. состоит из лампы 1, коллектора 2, плоского зеркала 4 и конденсора 6. С плоскостью препарата 7 сопряжены полевая диафрагма окуляра 10 и полевая осветит. диафрагма 3, обычно регулируемая. Копус лучей, к-рый может быть воспринят объективом, ограничивает апертурная диафрагма 9, с к-рой сопряжены рисовая диафрагма 5, наз. апертурной осветит. диафрагмой, и нить лампы накаливания 1. При таком расположении источника

света и диафрагм обеспечивается равномерное освещение поля зрения даже при крайне неоднородной яркости источника. Кроме того, регулировкой полевой и апертурной осветит. диафрагм устраняется излишний свет, к-рый, не участвуя в формировании изображения, снижает контраст за счёт рассеяния на элементах конструкции М.

Разрешающая способность М., т. е. его способность давать раздельные изображения двух соседних точек объекта, ограничена дифракцией света, в результате к-рой изображение бесконечно малой светящейся точки имеет вид яркого пятна (диск Эри) с концентрич. тёмными и светлыми кольцами постепенно убывающей яркости. Диаметр диска Эри, в к-ром сосредоточено 84% всей энергии точки, имеет величину $d_0 = 1,22 \lambda / A$, где λ — длина волны света, $A = n \sin u$ — числовая апертура, n — показатель преломления среды, находящейся между предметом и объективом, u — угол между оптич. осью и крайним лучом, попадающим в объектив из препарата, т. е. апертурный угол.

Предел разрешения М. определяется при сближении точек до такого расстояния, когда падение освещённости в промежутке между ними становится незаметным для глаза и точки сливаются в одну (рис. 2). Ус-



Рис. 2. Сближение изображения двух точек по мере их сближения: а — безусловное разрешение ($r = \lambda/A$); б — предельное разрешение ($r = 0,5\lambda/A$).

тановить однозначно этот предел трудно. Чаще всего для его определения используется критерий Рэля, в соответствии с к-рым точки считаются разрешёнными, когда расстояние между ними равно радиусу диска Эри: $r_0 = 0,61 \lambda / A$. При этом в случае самосветящихся некогерентных излучателей освещённость в промежутке между точками составляет ~80% от освещённости в максимуме. Человеческий глаз может замечать контраст в освещённости до 4%; этому соответствует наим. расстояние, разрешаемое в М., $\delta = 0,8r_0 = 0,5 \lambda / A$. Когерентные излучатели на таком расстоянии не разрешаются и для получения 20% контраста должны быть установлены на расстоянии $r = 0,84 \lambda / A$. Как показал Д. С. Рождественский, в М. освещение объекта следует считать частично когерентным. Оно зависит от отноше-

ния апертур конденсора и объектива; обычно освещит. апертура устанавливается равной $\frac{1}{2}$ апертуры объектива, при этом освещении приближается к некогерентному. Для несомасштавлих объектов предельная разрешимость $\delta_{пр} \sim \lambda / (A + A')$, где A' — числовая апертура конденсора.

Разрешающая способность M . ($\sim 1/\delta_{пр}$) прямо пропорциональна апертуре объектива, и для её повышения пространство между объективом и предметом заполняется жидкостью с большим ($n > 1$) показателем преломления (см. *Иммерсионная система*). Макс. апертура «сухих» объективов $A \approx 0,95$; апертура объективов с масляной иммерсией может быть доведена до 1,4. При этом в видимой области возможно разрешение структур с расстоянием между элементами $\sim 0,2$ мкм.

Существование предела разрешающей способности влияет на выбор увеличения M . Увеличение M . в пределах 500—1000 A наз. полезным, т. к. при нём глаз различает все элементы структуры объекта, разрешаемые M . Более слабые увеличения не позволяют выявить все детали, а большие увеличения бесполезны, т. к. никаких новых подробностей структуры не выявляют. Однако иногда такие увеличения применяют в микрофотографии, при микропроецировании.

Глубина резкого изображения M ., характеризующая возможные пределы продольного перемещения бесконечно тонкого объекта без заметного ухудшения резкости, складывается из волновой глубины $T_w = n\lambda/2A^2$ (n — показатель преломления объекта), обусловленной дифракц. размытием точки вдоль оптич. осн. и геом. глубины $T_g = 1000/7A\Gamma_m$, связанной с конечной остротой зрения наблюдателя ($\sim 2'$). Напр., если $n = 1,5$, $A = 1,0$, $\lambda = 0,55$ мкм, $\Gamma_m = 1000$, то $T_w = 0,41$ мкм, $T_g = 0,14$ мкм и глубина резкого изображения M . $T = 0,55$ мкм.

Как показал Аббе, степень подобия изображения в M . самому объекту зависит от апертуры объектива. Если объект — дифракц. решётка PQ (рис. 3), освещённая параллельным пучком света, то дифрагиров. волны образуют в плоскости апертурной диафрагмы aa' объектива дифракц. (пространств.) спектры объекта

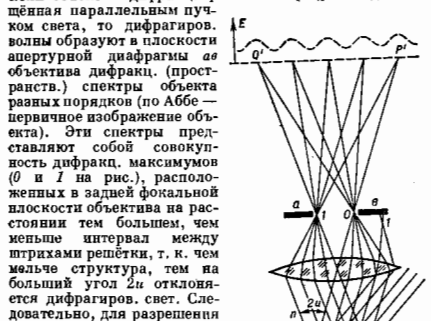


Рис. 3. Схема образования изображения несомасштавлимого объекта по Аббе. Вверху — распределение освещённости в плоскости изображения; 0, 1 — дифракционные максимумы; aa' — апертурная диафрагма.

мелких структур нужна большая апертура. Изображение решётки $P'Q'$ в плоскости увеличенного изображения (по Аббе — вторичное изображение) возникает в результате интерференции пучков света, исходящих из дифракц. максимумов разных порядков. Получаемое изображение тем ближе к оригиналу, чем больше максимумов участвует в формировании изображения. В

частном случае, когда расстояние между штрихами меньше предела разрешения M ., то угол 2α такой большой, что боковые максимумы не проходят через вращок объектива (апертуру) и в плоскости изображения вместо периодич. структуры наблюдается равномерно освещённое поле.

Основные механические и оптические узлы M . показаны на рис. 4, где изображён разрез упрощённого биол. M . Штатив M . имеет предметный столик 6, под

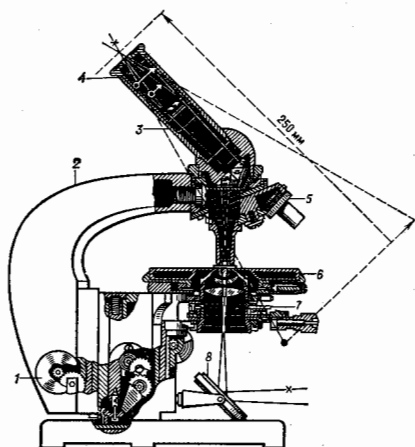


Рис. 4. Разрез биологического микроскопа и ход лучей: 1 — микрометр; 2 — тубусодержатель; 3 — тубус; 4 — окуляр; 5 — объектив; 6 — предметный столик; 7 — конденсор; 8 — зеркало.

к-рым находится конденсор 7. Тубусодержатель 2 несёт тубус 3 с окуляром 4 и револьвер с объективом 5. Фокусировка M . производится передвижением тубусодержателя с помощью грубого и микрометричного механизмов 1. Зеркало 8 направляет свет в конденсор M ., к-рый в зависимости от выбранного метода наблюдения может быть светолопльным, темнопольным или фазово-контрастным (см. *Микроскопия*).

Микрообъективом по степени исправления хроматич. аберрации разделяются на ахроматы, у к-рых исправлена хроматич. аберрация для двух длин волн и остаётся небольшая окраска изображения, и апохроматы, у к-рых хроматич. аберрация исправлена для трёх длин волн и к-рые дают бесцветное изображение объекта. Существуют также суперапохроматы — линзовые системы, ахроматизованные одновременно в УФ-и видимой областях спектра (250—700 нм). Планахроматы и планиахроматы имеют плоское поле зрения, что особенно важно для микрофотографии. Кроме того, микрообъективы различаются: по длине тубуса, по к-рую оял рассчитаны, — на тубусы 160 мм, 190 мм и «бесконечность» (объективы последнего типа переносятся в M . совместно с дополнит. линзой, к-рая превращает изображение из бесконечности в фокальную плоскость окуляра); по среде между объективом и препаратом — на сухие и иммерсионные системы разл. типов: водные, глицериновые, масляные и т. д.; по методу наблюдения — на обычные и фазово-контрастные; по типу препарата — на покровным стеклом и без него и т. д. Разл. приспособления к M . позволяют улучшить условия наблюдения и расширить возможности исследования.

Типы М. определяются либо областью применения, либо методом исследования. В зависимости от круга решаемых задач М. могут быть учебными, рабочими, лабораторными, исследовательскими, универсальными. В набор простых моделей имеется, как правило, ограниченный набор окуляров и объективов; в сложных моделях М. применяют широкий набор наб. совершенной оптики (аплаохроматы), имеются штатив жесткой конструкции, встроенный осветитель, предметный стол с двухкоординатным перемещением препарата, приспособления для разл. взаимодополняющих методов исследования, устройства для микрофотографии, микрофотометрия и др.

Биологические М. предназначены для исследования в микробиологии, гистологии, цитологии и т. д., а также используются для наблюдения прозрачных объектов в химии, физике, минералогии и т. п. Препарат при этом заключается, как правило, между покровным и предметным стеклами стандартных размеров. В биол. исследованиях используется также люминесцентный М. для наблюдения микрообъектов в свете их люминесценции. Оптик. схема люминесцентного М. отличается от обычной схемой выбором источника света и установкой светофильтров в осветит. системе и после объектива. Первый светофильтр выделяет ту область спектра излучения источника, к-рая возбуждает люминесценцию самого объекта или спец. красителя, к-рым обработан объект; второй светофильтр пропускает только свет люминесценции. Люминесценция мн. объектов возбуждается УФ или КВ частью видимого спектра, и поэтому источниками света в люминесцентных М. служат ртутные лампы. В инвертированных М. объектив располагается под наблюдаемым объектом, а конденсор сверху. Эти М. предназначены для исследования культуры тканей, находящихся в спец. сосудах с питат. средой. Металлографические М. используются для исследования микроструктуры металлов и др. неорганических объектов. Образцы металла — шлифы — предварительно полируются и протравливаются, благодаря чему зёрна структуры становятся отличными друг от друга по отражению. Поляризационные М. применяются для исследования в поляризов. свете анизотропных объектов: минералов, огнеупорных и текстильных материалов, биол. препаратов и пр. Проходя через эти объекты, поляризов. свет претерпевает изменение, по к-рым можно судить об он. оптич. характеристиках микрообъектов: кол-ве оптич. осей и их ориентации, силе двойного лучепреломления, вращении плоскости поляризации, плеохроизме. В отличие от обычного М. в осветит. системе поляризатор, М. установлен поляризатор, а после объектива — анализатор. Стереомикроскопы благодаря возможности получения объёмных изображений служат для проведения препаративных работ в биологии и выполнении технол. операций в микроэлектронике. В офтальмологии, отоларингологии и др. при микрохирургии, операциях применяются стереомикроскопы спец. конструкции. Измерительные М. используются в машиностроении для точных измерений линейных размеров объекта. При этом возможны два способа измерений: 1) измеряется непосредственно величина изображения объекта в фокальной плоскости окуляра с помощью шкалы или винтового окулярного микрометра, а затем по известному значению увеличения М. вычисляется измеряемое расстояние на объекте; 2) М. используется для наводки на интересующее места объекта, а расстояние между ними определяется по отнот. перемещению М. и объекта.

Существует также много типов специализированных М. или установок, построенных на базе М.: УФ- и ИК-микроскопы — для проведения исследований за пределами видимой области спектра; микроустановки для съёмки движения микроорганизмов, процесса деления клетки, роста кристаллов; высокотемпературные М. для ис-

следования металлов, нагретых до 2000 °С; М. с дистанц. управлением для исследования радиоакт. материалов; интерферент. М. — для исследования фазовых объектов в проходящем и отражённом свете; М. для изучения следов элементарных частиц в толстослойных ядерных эмульсиях; проекц. М. для получения на экране изображений микропрепаратов; М. для проведения разл. видов спектрального анализа в проходящем и отражённом свете, в свете флуоресценции, комбинац. рассеяния, эмиссии; М.-фотометры (в т. ч. сканирующие, цитофотометры), М.-микродиффуриметры, М.-микроспектрофотометры и т. д.

Лит.: Михалев К., Основы теории микроскопа, пер. с нем., М., 1955; Франсон М., Фазово-контрастный и интерференционный микроскопы, пер. с франц., М., 1960; Чурловский В. Н., Теория оптичных приборов, М., 1961; 1968; Микроскопы, под ред. Н. И. Подкова, Л., 1969; Фиди Л. А., Барский И. Я., Микрофотография, Л., 1971; Агроскин Л. С., Папаян Г. В., Цитофотометрия, Л., 1977.

Г. В. Попов.

МИКРОСКОП АКУСТИЧЕСКИЙ — см. *Микроскопия акустическая*.

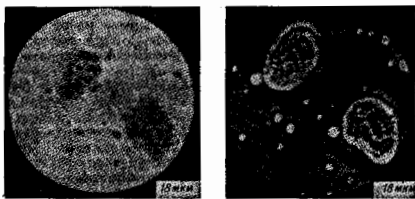
МИКРОСКОПИЯ оптическая — совокупность методов наблюдения и исследования с помощью оптич. микроскопа.

Структуру любого объекта (препарата) можно различить, если разные его частицы по-разному поглощают и отражают свет либо отличаются одна от другой (или от среды) показателями преломления. Эти различия обуславливают разницу амплитуд или фаз световых волн, прошедших через разные участки препарата, от чего, в свою очередь, зависит контрастность изображения. В зависимости от свойств изучаемого объекта и задач исследования существуют разл. методы наблюдения, дающие несколько отличающиеся изображения объекта (рис. 1).

Метод светлого поля в проходящем свете (см. рис. 1 в ст. *Микроскопия*) наиб. распространён. Он используется для исследования прозрачных объектов с включёнными в них абсорбирующими частями и деталями. Пучок света, проходя через неоглощащие зоны препарата, даёт равномерно освещённое поле. Абсорбирующая частица на пути пучка света частично поглощает его, частично рассеивает, вследствие чего амплитуда прошедшего через частицу света будет меньше и частица выглядит на светлом фоне тёмным пятном (рис. 1, а). Контраст изображения микроструктуры объекта тем больше, чем большим поглощением в видимой области спектра обладает абсорбирующая частица. Биол. объекты, в большинстве своём не обладающие этим свойством, предварительно окрашиваются спец. красителями.

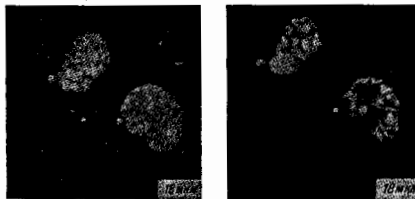
Метод тёмного поля в отражённом свете применяют для наблюдения непрозрачных объектов, напр. шлифов металлов, слитков, рудных минералов. Структура препарата видна вследствие различия отражательной способности его элементов. Препарат 1 (рис. 2) освещается через объектив 2 (выполняющий одновременно роль конденсора) с помощью opak-иллюминатора, в к-ром устанавливается полупрозрачная пластинка 3 или призма 4.

Метод тёмного поля в проходящем свете применяют в биологии, гл. обр. для наблюдения прозрачных неабсорбирующих объектов, невидимых при методе светлого поля, напр. бактерий. Пучок лучей (рис. 3), освещающий препарат 2, выходит из конденсора 1 спец. конструкции (конденсор тёмного поля) в виде полого конуса и непосредственно в объектив 3 не попадает. Изображение создаётся только светом, рассеянным элементами структуры препарата, к-рые отличаются от окружающей среды показателем преломления. В поле зрения микроскопа на тёмном фоне видны светлые изображения деталей (рис. 1, в). Этим методом по виду изображения нельзя определить, прозрачны частицы или непрозрачны, больший или меньший показатель преломления они имеют по сравнению с окружающей средой.



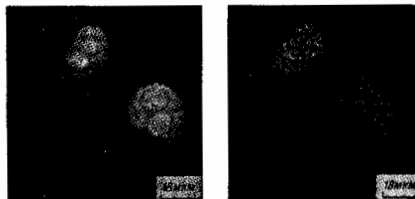
а

б



в

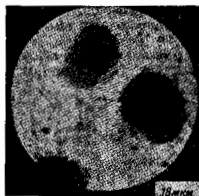
г



д

е

Рис. 1. Микрофотографии живых клеток печени мыши, полученные различными методами исследования: а — светлое поле; б — фазовый контраст; в — интерференционный контраст; г — темное поле; д — флуоресценция (окрасна акридиновым окрашиванием); е — поляризованный свет, ж — ультрафиолетовые лучи.



ж

Метод ультрамикроскопии, основанный на том же принципе (освещение препарата в ультрамикроскопах проводится перпендикулярно направлению наблюдения), даёт возможность при использовании ярких источников света обнаруживать частицы, размеры к-рых лежат далеко за пределами разрешения наиб. сильных микроскопов (до 0,002 мкм). При этом, однако, изображенные частицы имеют вид дифракц. точек, что не позволяет делать вывод об их истинной форме.

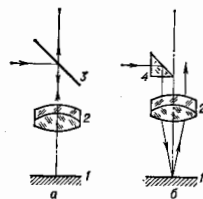


Рис. 2. Метод светлого поля в отражённом свете а — с полупрозрачной пластинкой 3; б — прозрачной пластинкой 3; 1 — препарат; 2 — объектив; 4 — предмет.

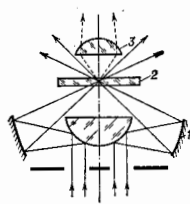


Рис. 3. Метод темного поля в отражённом свете (рис. 4) осуществляется при освещении препарата 1 (напр., шлифа металла) сверху с помощью зеркала 4 и спец. кольцевой зеркальной системы 3, расположенной вокруг объектива и называемой эпиконденсором. Изображение 1' здесь создается только лучами, рассеянными объектом (пушистые линии).

Метод темного поля в отражённом свете (рис. 4) осуществляется при освещении препарата 1 (напр., шлифа металла) сверху с помощью зеркала 4 и спец. кольцевой зеркальной системы 3, расположенной вокруг объектива и называемой эпиконденсором. Изображение 1' здесь создается только лучами, рассеянными объектом (пушистые линии).

Фазово-контрастный М. используется для наблюдения прозрачных неположающих объектов, к-рые отличаются от окружающей среды показателями преломления или толщиной. Вследствие этого различия световая волна, прошедшая сквозь объект,

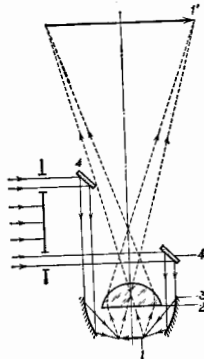


Рис. 4. Метод темного поля в отражённом свете: 1 — препарат; 2 — объектив; 3 — эпи-конденсор; 4 — кольцевое зеркало.

претерпевает изменения по фазе и приобретает т. п. фазовый рельеф. Фазовые изменения, не воспринимаемые непосредственно глазом или фотопластинкой, с помощью спец. фазовой пластинки (фазового кольца) переводят в амплитудные изменения (амплитудный рельеф), воспринимаемые глазом как изменения интенсивности. Препарат 3 в фазово-контрастном микроскопе (рис. 5) освещает-

Рис. 5. Метод фазового контраста в проходящем свете: 1 — апертурная диафрагма; 2 — конденсор; 3 — препарат; 4 — объектив; 5 — фазовая пластинка; 6 — изображение.



ся через кольцевую апертурную диафрагму 1, установленную в переднем фокусе конденсора 2. Изображение её получается в заднем фокусе объектива 4, где помещается прозрачная пластинка 5 с фазовым кольцом, размеры к-рого равны размерам изображения диафрагмы. Фазовое кольцо представляет собой выгравлированную в пластинке канавку или нанесённую на неё тонкую плёнку.

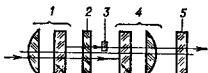
Регулярный свет, прошедший через фазовое кольцо, сдвигается по фазе на $\pi/2$ (сплошные линии), а свет, дифрагировавший на объекте, не попадает в кольцо и

не получает этого доплат. двига по фазе (пунктирные линии). С учётом фазового сдвига, внесённого самим объектом, разность фаз между регулярной и дифрагировавшей волнами оказывается близкой к 0 или π , и эти волны интерферируют. В результате в плоскости b формируется контрастное изображение объекта, в k -ром распределение освещённости (рис. 1, б) приблизительно соответствует изменению показателя преломления (или толщины объекта). При малой разности фаз в объекте регулярные и дифрагированные лучи сильно отличаются друг от друга по амплитуде. Поэтому для повышения контраста на фазовое кольцо наносится доплоток, поглощающее покрытие.

Метод фазового контраста широко используется при исследовании живых объектов, для k -рых окрашивание губительно. Он применяется также в отражённом свете для изучения микронеровностей, загрязнений, нарушений структуры на полированных металлах, образцах.

Метод интерференционного контраста состоит в том, что каждый луч, входящий в микроскоп, разделяется: один проходит сквозь наблюдаемую частицу, второй — мимо. В окулярной части микроскопа оба луча вновь соединяются и интерферируют между собой. Результат интерференции определяется разностью хода лучей Δ , k -рая выражается F -флой $\Delta = N\lambda = (n_0 - n_c)d$, где n_0, n_c — показатели преломления объекта и окружающей среды, d — толщина объекта, N — порядок интерференции, λ — длина волны. Принципиальная схема одного из способов осуществления интерференц. контраста показана на рис. 6. Конденсор I и объектив \neq снабжены двоякопреломляющими пластинками (помечены на рис. диагональными стрелками), первая

Рис. 6. Метод интерференционного контраста: 1 — конденсор; 2 — среда, в которой находится объект 3; 4 — объектив; 5 — конденсатор.



из k -рых расщепляет исходный световой луч на два луча, а вторая воссоединяет их. Один из лучей, проходя через объект 3, запаздывает по фазе (приобретает разность хода по сравнению со вторым лучом, проходящим только через среду 2); величина этого запаздывания измеряется конденсатором 5. Метод интерференц. контраста в не k -рых отношениях сходен с методом фазового контраста: оба они основаны на интерференции лучей, прошедших через микрочастицу и миновавших её. Отличие интерференц. метода от метода фазового контраста заключается гл. обр. в возможности, используя конденсаторы, с высокой точностью (до $\lambda/300$) измерять разности хода, вносимые микробиъектом. На основании этих измерений можно производить количествен. расчёты, напр. общей массы и концентрации сухого вещества в клетках биол. препаратов. В интерференц. микроскопах также отсутствуют ореолы, сопровождающие фазово-контрастное изображение; такие микроскопы позволяют выявить участки объекта как с малыми, так и большими градиентами показателя преломления или толщины (рис. 1, в). Однако эти микроскопы существенно сложнее фазово-контрастных в производстве и эксплуатации.

Принцип интерференц. М. примерно как k проходящему, так и k отражённому свету. На рис. 7 показана схема микроинтерферометра Линника, предназначенного для изучения непрозрачных объектов. Свет от источника 1, пройдя коллиimator 2, разделяется на пластинке 3 на два пучка равной интенсивности. Пучок сравнения фокусируется объективом b на эталонном зеркале 7, а идентичный объектив 8 фокусирует второй пучок на поверхности исследуемого объекта 9. После отражения от зеркала и образца пучки возвращаются обратно по тем же путям, соединяются на пластинке 3 и интерферируют в фокальной плоскости линзы 4, сопряжённой с плоскостью объекта. Изображение предмета и

интерференц. картина рассматриваются через окуляр 5. Форма интерференц. полос, наблюдаемых на изображении поверхности, повторяет профиль этой поверхности, что даёт возможность исследовать её шероховатости,

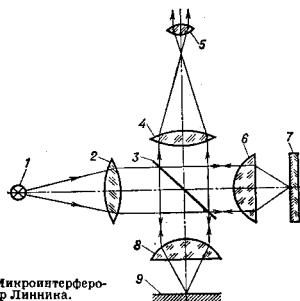


Рис. 7. Микроинтерферометр Линника.

определять толщину плёнок, глубину канавок с погрешностью 0,01—0,02 мкм. Высота неровности определяется по F -ле $R = \lambda a^2/2b$, где λ — длина волны света, b — ширина полос, a — величина их искривления при пересечении измеряемой поверхности.

В методе дифференциального интерференц. контраста (ДИК) оба луча проходят через один и тот же объект с небольшим боковым смещением. Наиб. распространение получил вариант ДИК по Помакову, в k -ром разделении и сведении пучков производится в поляризатор, свете с помощью спец. двоякопреломляющих призм, установленных соответственно перед конденсором и после объектива. Величина разведения пучков выбирается близкой к разрешающей способности микроскопа, чтобы не было заметно дублирование изображения. Изображение в ДИК отражает градиент разности оптич. пути в объекте в направлении разведения. Получаемое цветное изображение рельефно; в нём, так же как и в предыдущем случае, отсутствуют ореолы. Благодаря тому, что оба интерферирующих пучка проходят через один и те же оптич. элементы, устройства, реализующие ДИК, просты и удобны в обращении.

Поляризацонная М. используется для исследования анизотропных объектов в поляризован. свете (проходящем и отражённом). У прозрачных объектов во мн. случаях наблюдается интерференц. явления (см. Интерференция поляризованных лучей), k -рые изучаются либо в параллельных лучах (ортоскопия), либо в сходящихся лучах (коноскопия). При ортоскопич. ходе лучей

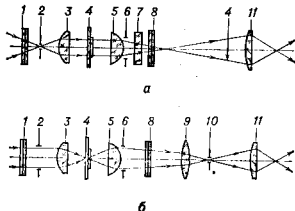


Рис. 8. Принципиальная оптическая схема поляризацонного микроскопа: а — для ортоскопического наблюдения; б — для конюскопического наблюдения; 1 — поляризатор; 2, 6 — диафрагмы; 3 — конденсор; 4 — препарат; 5 — объектив; 7 — конденсатор; 8 — анализатор; 9 — линза Вергмана; 10 — фокальная плоскость окуляра; 11 — окуляр.

(рис. 8, а) в фокальную плоскость окуляра II проектируется изображение 4' препарата 4. Наблюдаемая при этом интерференция поляризов. лучей локализована в плоскости препарата. Пучок лучей, прошедших через поляризатор I, ограничивается апертурой диафрагмы 2 конденсора 3; с помощью воротного анализатора 8 и конденсаторов разл. типов 7 производится измерение величин двойного лучепреломления, углов поворота плоскости поляризации, определение углов погасания и др. характеристик. При ковоископ. ходе лучей (рис. 8, б) апертурная диафрагма 2 открывается, а наблюдение интерференц. картины, локализованной в бесконечности, производится с помощью линзы Бертрана 9, к-рая проецирует выходной зрачок 6 в фокальную плоскость 10 окуляра. Получаемые при этом изображения дают возможность определить знак двойного лучепреломления, кол-во осей объекта, их ориентацию и величину угла между осями.

У непрозрачных объектов в поляризов. свете изучают двойное и др. свойства. Наиб. распространение поляризац. М. получила в минералогии, петрографии и кристаллографии, но применяется также для изучения биол. объектов (рис. 1, е), в металлографии и т. д.

Люминесцентная (флуоресцентная) М. использует явление фотолюминесценции (см. *Люминесценция*), свойственное либо природе самого микрообъекта (в большинстве случаев биологического), либо полученное им после окраски спец. красителями — флуорохромами (вторичная люминесценция). При этом наблюдается цветная контрастная картина свечения, позволяющая выявить морфологич. и хим. особенности объектов (рис. 1, д). В люминесцентной М. обычно используется флуоресценция, имеющая короткое время затухания. Схема люминесцентного микроскопа отличается от схемы обычного микроскопа наличием двух светофильтров: в осветит. системе и после объектива. Первый выделяет возбуждающее излучение, а второй пропускает только свет флуоресценции.

Ультрафиолетовая и инфракрасная М. позволяют проводить исследования за пределами видимой области спектра. Для визуализации изображения используются электронно-опич. преобразователи, телевизионные системы, фотогр. устройства и др. УФ-М. (250—400 нм) применяется гл. обр. при исследовании окрашенных клеток и тканей, к-рые обладают избират. поглощением в УФ-области (рис. 1, ж). ИК-М. (0,75—1,2 мкм) позволяет изучать внутр. структуру объектов, непрозрачных в видимом свете: нек-рых видов стекла, кристаллов, минералов.

Стереоскопическая М. позволяет видеть предмет объёмным за счёт рассматривания его каждым глазом под разными углами. В стереомикроскопах по схеме Грену (рис. 9) для этой цели служат две самостоят. опич. системы, образующие между собой угол 15°, что соответствует расстоянию конвергенции 250 мм. В однообъективных стереомикроскопах разные углы зрения для глаз образуются за счёт использования периферич. зон выходного зрачка. В приборах этого типа с помощью доплотит. опич. системы возможно получение ступенчатого или

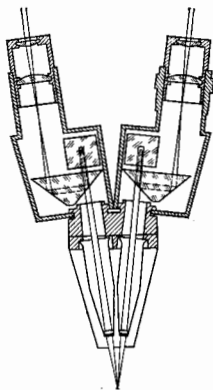


Рис. 9. Принципиальная схема стереомикроскопа по схеме Грену.

плавного изменения увеличения без замены объектива и окуляров. Типичный диапазон увеличений в стереомикроскопах от 4 до 100 крат при рабочем расстоянии ок. 100 мм.

Контактная М. предназначена для прижизненного исследования органов на клеточном уровне. Для этой цели разработаны спец. объективы с нулевым рабочим расстоянием. Они приводятся в контакт с исследуемой тканью, устраняют её микррельеф и останавливают естеств. пульсации. Наблюдение проводится в свете флуоресценции или тёмном поле при освещении препарата через объектив.

Телевизионная М. позволяет наблюдать микрообъекты на телеэкране. Микроскопы этого типа могут быть построены на основе схемы с передающей трубкой либо схемы с бегущим лучом. В телевизионных микроскопах с передающей трубкой (рис. 10, а) препарат 3 освещается источником света I через конденсор 2. Микрообъекты 4 и окуляр 5

создают действит. изображение препарата на фотослое передающей трубки 6, откуда изображение в виде электрич. сигналов передаётся через

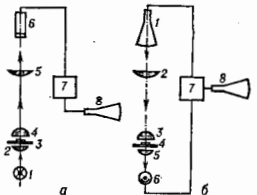


Рис. 10. Блок-схема телевизионного микроскопа: а — с передающей трубкой; б — с бегущим лучом.

электронную систему 7 на киноское 8, где преобразуется в видимое изображение. Если препарат освещать последовательно светом трёх длин волн или изображением одновременно просвечивать на три передающие трубки через блок цветоделения, то, передав сигналы с трубок на трёхцветный киноское, можно получить на экране цветное изображение микрообъекта. В телевизионном микроскопе с бегущим лучом (рис. 10, б) используется опич. сканирование препарата движущимся лучом света. В этом случае микроскоп, состоящий из объектива 3 и окуляра 2, работает в обратном ходе лучей и проецирует на препарат 4 сильно уменьшенное изображение раstra катодолучевой трубки I, служащей источником раstra (источником света может быть и лазер с быстродействующим сканирующим устройством). Приёмником сигнала является фотумножитель 6, установленный под конденсором 5. При такой схеме точки препарата освещаются последовательно по мере движения луча, а интенсивность прошедшего света пропорциональна пропусканию той точки препарата, где находится бегущий луч. Выходной сигнал с фотумножителя, пропорциональный интенсивности прошедшего света, пройдя через электронную систему 7, управляет током электронного луча киноскопа 8. В результате на экране киноскопа воспроизводится изображение препарата. Схемы с бегущим лучом дают возможность наблюдать в течение длит. времени живые клетки в УФ-лучах, поскольку на облучение каждой точки препарата затрачивается малая доля времени всего кадра.

Телевизионные микроскопы позволяют чисто электронным путём менять масштаб, контраст и яркость изображения. Достоинством телевизионной М. является возможность дистанционно наблюдать объекты (напр., радиоактивные).

Конфокальная М. реализует растровый способ построения изображения (см. *Растровые оптические системы*). При этом каждая точка объекта последовательно освещается малым (дифракционно ограниченным) источником излучения, а сигнал от неё детектируется с помощью точечного приёмника излучения. Это позволяет увеличить разрешающую способность в 1,4 раза и

получать тонкие высокочастотные оптические срезы объекта, на основе к-рых можно восстанавливать его объёмную структуру. Микроскопы этого типа могут быть построены на основе схем с лазерным сканированием и диафрагмой, установленной перед ФЭУ (конфокальный лазерный сканирующий микроскоп), либо схем с диском, в к-ром имеются наборы сопряжённых диафрагм, расположенных в осветительной и окулярной частях прибора (конфокальный микроскоп с tandemным сканированием).

Аналитическая М. включает в себя раал. методы качества и количества, определения состава вещества в отд. микроструктурах размером от долей мкм до долей мм на основании исследования их оптич. характеристик (см. *Спектральный анализ*). Среди методов количества анализа под микроскопом наиб. распространение получила цитофотометрия, позволяющая по поглощению определить концентрацию или кол-во внутриклеточных веществ до 10^{-12} – 10^{-14} г.

Микроскопия акустическая — совокупность методов визуализации микроструктур и форм малых объектов с помощью УЗ- и гиперзвуковых волн. Она включает в себя также методы измерения локальных характеристик упругих и вязких свойств объекта и их распределений по его поверхности или внутри объёма. М. а. основана на том, что УЗ-волны, прошедшие, отражённые или рассеянные отд. частями объекта, имеют раал. характеристики (амплитуду, фазу и др.) в зависимости от локальных вязкоупругих свойств образца. Эти различия позволяют методами *визуализации звуковых полей* получать акустич. изображения на экране дисплея. В зависимости от способа преобразования акустич. полей в видимое изображение различают сканирующую лазерную М. а. и сканирующую растровую М. а.

Сканирующая лазерная М. а. представляет собой разновидность *голографии акустической*, предназначенную для визуализации малых объектов. При облучении плоской УЗ-волной объекта, помещённого в жидкость, фронт волны после прохождения образца искривляется из-за неоднородных фазовых задержек, а амплитуда изменяется в соответствии с неоднородностью коэф. отражения и поглощения в объекте. Промедляя и создаёт на ней поверхностный рельеф, соответствующий акустич. изображению объекта. Рельеф считается световым лучом и воспроизводится на экране дисплея. Этот метод реализуется в лазерном акустич. микроскопе (рис. 1), где УЗ-пучок, излучае-

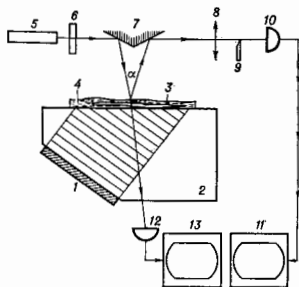


Рис. 1. Принципиальная схема сканирующего лазерного акустического микроскопа.

мый преобразователем 1, через звукопровод 2 падает на объект 3, помещённый в иммерсионную жидкость 4, и после прохождения объекта создаёт на границе жид-

кости рельеф. На поверхность жидкости нанесена полупрозрачная шёлка, к-рая деформируется вместе с поверхностью. Луч лазера 5 с помощью сканирующего устройства 6 и зеркала 7 перемещается по поверхности плёнки, частично отражаясь от неё. Угол отражения α меняется от точки к точке в соответствии с рельефом, создаваемым акустич. волной. Отражённый луч, пройдя зеркало 7 и линзу 8, падает на оптич. нож 9, преобразующий угл. модуляцию в амплитудную, и регистрируется фотоприёмником 10. Видимое акустич. изображение возникает на экране дисплея 11, развёртка к-рого синхронизируется с движением лазерного луча, а яркость управляется сигналом с фотоприёмника. Для сравнения одновременно на другом дисплее 13 получается оптич. изображение объекта за счёт регистрации фотоприёмником 12 прошедшего лазерного луча.

Используемый в сканирующей лазерной М. а. способ визуализации не позволяет получать высокие разрешения. Лазерные акустич. микроскопы работают на частотах вплоть до неск. сотен МГц и дают разрешение до 10 мкм. Одно из достоинств лазерного акустич. микроскопа — возможность одновременно получать оптич. и акустич. изображения и сравнивать их. Для количества измерений в лазерной сканирующей М. а. используются те же методы, что и в обычной акустич. голографии, напр. метод интерферграмм.

В сканирующей растровой М. а. сфокусированный УЗ-пучок перемещается по объекту, изображение к-рого воссоздается по точкам в виде раstra. Фокусиров. волна, падая на образец, частично отражается от объекта, частично поглощается и рассеивается в нём, а частично проходит через него. Принимая ту или иную часть излучения, можно судить об акустич. свойствах образца в области, размеры к-рой определяются размерами фокального пятна. В акустич. микроскопе (рис. 2) пучок плоских УЗ-волн, получае-

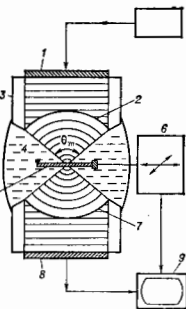


Рис. 2. Принципиальная схема сканирующего акустического микроскопа для режима «на проходжении».

тся приёмной акустич. линзой 7 на приёмном пьезоэлектрич. преобразователе 8. Электрич. сигнал с преобразователя управляет яркостью электронного луча, развёртка к-рого синхронизируется с движением образца при его сканировании. В результате на экране дисплея 9 возникает акустич. изображение, к-рое определяется распределением по образцу его физ. свойств (упругости, плотности, вязкости, толщины, анизотропии и др.).

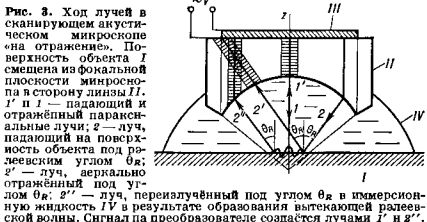
В зависимости от того, какая часть излучения после взаимодействия с объектом регистрируется, различают акустич. микроскопы «на отражение», «на проходжение», «тёмного поля». Выходной сигнал формируются лишь теми лучами, к-рые проходят через фокус приёмной линзы 7 в иммерсионной жидкости (реальной или мнимой) и соответственно после преломления на об-

поверхности падают на преобразователь по нормали. Поэтому для получения изображения в прошедших лучах используется т. н. кофокальная система — пара акустич. линз, фокусы к-рых совмещены, как показано на рис. 2. В режиме «на отражение» одна и та же линза используется как для получения фокусир. пучка, так и для приёма УЗ-волн. Акустич. изображение в режиме «тёмного поля» создаётся лучами, рассеянными объектом; для его получения приёмную линзу в кофокальной системе отклоняют от акустич. оси системы так, чтобы она собирала рассеянные лучи. Ещё один режим работы акустич. микроскопа — велинейший — можно осуществить, если принимать акустич. излучение не на ос. частоте возбуждаемого звукового пучка, а на её гармониках.

Звукопроводы акустич. линз изготавливаются из материалов с высокой скоростью продольных акустич. волн (сафир Al_2O_3 , кварц и др.), в качестве иммерсионных жидкостей используются вода, жидкий гелий, жидкие металлы (ртуть, галлий и др.), нек-рые органич. жидкости. Показатели преломления n на границах раздела таких сред достигают значит. величины; так, для системы вода — сафир $n = 7.4$. Для того чтобы уменьшить потери на поглощение звука в иммерсионной жидкости и улучшить разрешение, используются линзы с малыми радиусами кривизны (вплоть до сотен и десятков микронов для гиперзвуковых частот) и большими углами раскрытия θ_m (обычно $\theta_m \sim 100^\circ - 120^\circ$). Вследствие большой разницы скоростей распространения в звукопроводе и в иммерсионной жидкости абберации в линзовых системах акустич. микроскопов малы даже при больших θ_m . Структура фокуса определяется дифракц. эффектами, и размеры фокальной области оказываются порядка длины УЗ-волны λ . Разрешение акустич. микроскопа, характеризуемое радиусом фокального пятна $a = 0.81 \cdot c/f \cdot \sin(\theta_m/2)$, зависит от частоты f , на к-рой микроскоп работает. В диапазоне частот от 50 МГц до 3 ГГц разрешение в акустич. микроскопах, используемых в качестве иммерсии воду (скорость звука $c \approx 1.5 \cdot 10^3$ см/с), меняется от 20 до 0.5 мкм, конкурируя на высоких частотах с разрешением оптич. микроскопов. Использование в качестве иммерсии сверхтекучего гелия при темп-рах ниже $0.2^\circ K$ ($c \approx 0.24 \times 10^3$ см/с) существенно улучшает разрешение микроскопа: уже на частоте 2 ГГц оно составляет ок. 90 нм.

Контраст акустич. изображений определяется вариациями разл. физ. механич. свойств материала и геом. параметров образца в зависимости от режима работы микроскопа. Режим «на отражение» обычно используется для изучения поверхности и поверхностного слоя у хорошо отражающих твёрдых тел (кристаллов, шлифов минералов и сплавов и др.). При отражении сходящегося пучка с достаточно большим углом раскрытия θ_m в жидкости помимо зеркально отражённых лучей распространяются также лучи, возникающие в результате возбуждения падающим пучком на границе раздела вытекающих поверхностных волн и боковых волн (волн в твёрдом теле, распространяющихся вдоль границы раздела и перераспределяющихся в жидкость — см. *Отражение звука*). В большинстве материалов скорость распространения поперечных акустич. волн заметно больше скорости звука в иммерсионной жидкости, и для них осн. роль играют эффекты, связанные с вытекающими *Рэлея волнами*, к-рые возбуждаются УЗ-волнами, падающими на границу раздела под т. н. рэлеевским углом $\theta_R = \arcsin(c_R/c_L)$, где c_R — скорость рэлеевской волны на свободной поверхности образца (рис. 3). При распространении вдоль границы раздела возбуждённая волна перераспределяется обратно в жидкость под углом θ_R в виде семейства лучей, исходящих из разл. точек поверхности раздела. Когда поверхность образца *II* помещается в фокальную плоскость акустич. линзы *I*, выходящий сигнал на преобразователе *III* формируется только лучами, зеркально отражёнными от поверхности образца. Акустич. изображение передаёт

распределение на поверхности образца коэф. отражения, интегральное по углу падения. Из-за большой разницы *волновых сопротивлений* образца *I* и иммерсионной жидкости *IV* коэф. отражения близок к единице



даже при значит. изменениях упругих свойств образца, и контраст акустич. изображений слабый. Для улучшения контраста исследуемую поверхность смещают из фокальной плоскости по направлению к линзе. При её смещении выходящее электрич. напряжение V на преобразователе возникает как интерференция сигналов, создаваемых параксиальным отражённым лучом I' и лучом $2''$, перераспределённым вытекающей рэлеевской волной и проходящим через мнимый фокус в иммерсионной жидкости (рис. 3). Акустич. пути, проходимые лучами I' и $2''$, различны, и

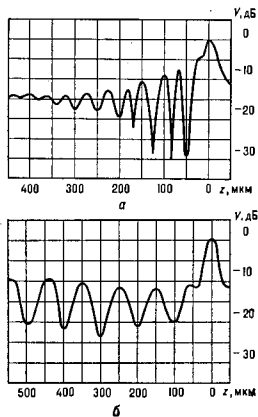


Рис. 4. $V(z)$ -характеристика для α -кварца У-среды (а) и сафира У-среды (б) с водой в качестве иммерсионной жидкости.

$$\Delta z = \frac{1}{2} \frac{c_R}{f} \frac{1 + \cos \theta_R}{\sin \theta_R}$$

Зависимость V от z определяется акустич. свойствами материала образца, поэтому она получила назв. $V(z)$ -характеристики материала либо его акустич. сигнатуры. Подбором смещения z можно получить высокий акустич. контраст даже при небольших изменениях упругих параметров в образце делой, однако, уменьшения разрешающей силы микроскопа.

Поскольку в формировании выходящего сигнала в микроскопе при работе «на отражение» участвуют вытекающие рэлеевские волны, акустич. изображения передают структуру не только самой поверхности образца, но и поверхностного слоя, толщина к-рого определяется глубиной проникновения рэлеевской волны в образец,

Благодаря этому с помощью отражательной М. а. можно изучать многослойные плёнки и др. слоистые системы, визуализировать подповерхностные дефекты и микро-трещины и др. Визуализация внутр. структуры образца на больших глубинах затруднена эффектами отражения и преломления на его границе. Вследствие отражения лишь малая часть падающего излучения проходит внутри образца, а структура прошедшего пучка оказывается искажённой эффектами преломления: в образце возникает неск. сходящихся пучков, образованных упругими волнами разл. поляризаций (в изотропном образце — продольными и поперечными волнами), причём эти пучки имеют значит. aberrации за счёт изменения хода лучей при преломлении. Однако использование в качестве иммерсии жидкостей с большими волновыми сопротивлениями и скоростями звука (напр., жидкого галлия) позволяет уменьшить потери на отражение и aberrации и получить акустич. изображения внутр. структур образца как в продольных, так и в поперечных лучах.

Для визуализации тонких плоских образцов (плёнок, пластинок, срезов биол. тканей и др.) используется М. а. «на прохождении». Толщины образцов в этом случае ограничены величиной межлинзового расстояния в кофокальной системе, поглощением и aberrациями фокусиров. УЗ-пучка в образце и обычно не превышают неск. десятков длин волн на рабочей частоте микроскопа. Контраст акустич. изображений для объектов с акустич. характеристиками, близкими к характеристикам иммерсии (напр., биол. объекты в воде), создается не только локальными вариациями поглощения и рассеяния в образце, но и неоднородным распределением скорости звука по образцу, поскольку лучи в сходящемся пучке, идущие под разл. углами к оси пучка, проходят в образце разные пути и приходят на приёмный преобразователь с разл. фазами. Поэтому сигнал на выходе оказывается зависящим от локальной скорости звука в образце.

М. а. позволяет непосредственно наблюдать микро-структуру объекта, распределение его упругих и вязких свойств. М. а. используется для получения изображений оптически непрозрачных объектов или, наоборот, прозрачных объектов с незначит. оптич. контрастом. Во мн. случаях получение акустич. изображений, в отличие от оптических, не требует спец. методов приготовления образцов [для биол. объектов — фиксация и окрашивание (рис. 5), для минералов и сплавов — травления (рис. 6) и др.] и позволяет непосредственно наблюдать динамику физ., физ.-хим. и биол. процессов

в образцах. М. а. применяется в материаловедении для изучения структуры минералов, сплавов и кристаллов, а также плёнок и разл. покрытий; для неразрушающего

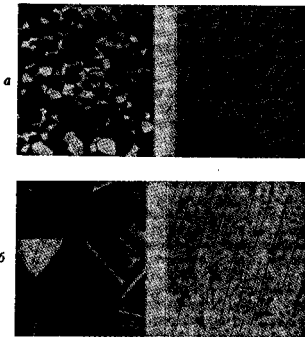


Рис. 6. Акустические (слева) и оптические (справа) изображения образцов: а — керамики (увеличение $350\times$); б — аустенита (увеличение $250\times$).

контроля изделий микроэлектроники; в биологии и медицине — для прижизненного изучения тканей и клеток и др.

М. а. используется также для количеств. измерений локальных модулей упругости материалов. Методом $V(z)$ -характеристик в акустич. микроскопах «на отражение» измеряется локальная скорость релеевской волны в изотропных твёрдых телах. Измерения $V(z)$ -характеристик с помощью цилиндрич. акустич. лизы позволяют определять скорости распространения поверхностных волн по разл. направлениям в анизотропных материалах и тем самым характеризовать локальную анизотропию этих материалов.

Лит.: В е р е в и н а С. И., Л и д о в В. Е., С о л о д о в И. Ю., Акустическая микроскопия, «Вестник МГУ. Сер. Физика, Астрономия», 1977, т. 18, № 1, с. 3; К е с с л е р Ж. У., Ю х а с Д. Э., Акустическая микроскопия, «ТИЭР», 1979, т. 67, № 4, с. 96; К у в и т К. Ф., А л т а л а р А., В и к р а м а с и т х е Х. К., Акустическая микроскопия с механическим сканированием. Обзор, там же, № 8, с. 5; L e m o n R. A., Q u a t e C. F., Acoustic microscopy, в кн.: Physical acoustics, v. 14, ed. by W. P. Mason, R. N. Thurston, in I. J., 1979.

В. М. Левин.

МИКРОТРОН (от греч. *mikrós* — малый и *tron* — циклич. резонансный ускоритель электронов с постоянным во времени ведущим магн. полем и пост. частотой ускоряющего СВЧ-поля. В классич. М. траектории ускоренных электронов составлены из ряда возрастающих по радиусу окружностей, соприкасающихся в общей точке, в к-рой расположена ускоряющая структура.

Принцип действия М. предложен в 1944 В. И. Векслером одновременно с описанием открытого им явления *автофазировки* частиц в резонансных ускорителях. Условие синхронизма для движущихся по разным орбитам электронов в М. состоит в том, что длина последоват. орбит отличается на целое число длин волн λ ускоряющего СВЧ-поля; поэтому М. часто назв. у с к о р и т е л е м с п е р е м е н н о й к р а т н о с т ь ю.

В классич. М. (рис., а) электроны ускоряются в СВЧ-резонаторе, расположенном между полюсами пост. электромагнита (магн. диполя). Виду малой величины области фазовой устойчивости ($\sim 32^\circ$) ускоренный пучок в М. имеет небольшой энергетич. разброс. Поперечная устойчивость движения частиц обеспечивается совместным действием ведущего магн. поля и ускоряющего СВЧ-поля резонатора.

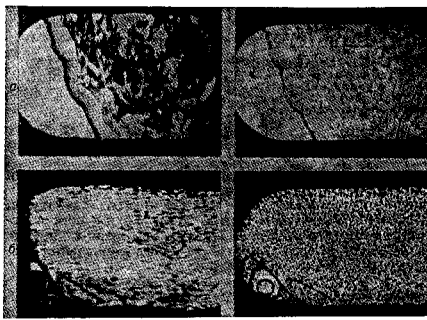
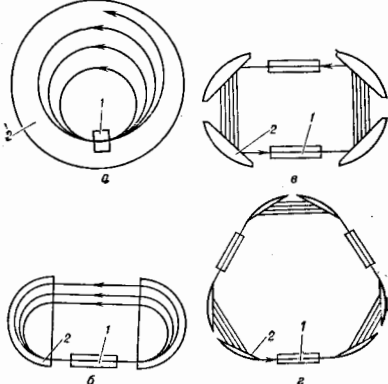


Рис. 5. Акустические (слева) и оптические (справа) изображения биологических образцов: поперечный срез кожи человека (а) и срез печени мыши (б).

Предельные значения энергии для классич. М. определяются точностью, с к-рой удаётся воспроизвести магн. поле, и составляют ~ 30 МэВ при токах до 100 мА в импульсе. Коэф. заполнения пучком (отноше-



Схематическое изображение электронных рециркуляторов, основанных на микротронном принципе ускорения: а — классический микротрон; б — разрезной микротрон; в — двухсторонний микротрон, или квадруполь; г — гексастрон; 1 — ускоряющий элемент; 2 — магнитный диполь.

ние длительности импульса к интервалу между импульсами) определяется возможностями используемых СВЧ-генераторов и обычно лежит в пределах 10^{-3} — 10^{-4} . Благодаря простоте конструкции и эксплуатации, а также хорошим качествам ускоренного пучка (высокая монохроматичность, малый поперечный эмиттанс) классич. М. широко применяются в ядерной физике, медицине, дефектоскопии, радиац. физике, а также в качестве инжекторов релятивистских электронов для синхротронов.

С кон. 70-х гг., в осн. в связи с актуальностью проблемы создания интенсивных электронных пучков высоких энергий непрерывного действия, начали применяться М. т. н. волнитронного типа, в к-рых для формирования замкнутых орбит и обеспечения условия синхронизма используются неск. поворотных магн. диполей и ускоряющих СВЧ-структур, в т. ч. сверхпроводящих.

Простейший ускоритель этого типа — разрезной М., или М.-рейстрек (рис., б), состоит из ускоряющей СВЧ-структуры в двух 180° -х зеркально-симметричных магн. диполей. В свободных от магн. полей участках орбит размещаются ускоряющие, фокусирующие, корректирующие и диагностич. элементы ускорителя. Разрезные М. с импульсными нуклеидами получили распространение в качестве инжекторов электронов для накопит. колец. Предельные энергии, достижимые в таких разрезных М., лежат в интервале 800—1000 МэВ. В полторах высших порядков — квадруполье, или двухстороннем М. (рис., в), гексастроне (рис., г), октуполье и т. д. — используются по неск. элементов периодичности, каждый из к-рых включает ускоряющую СВЧ-структуру и два зеркально-симметричных участка магн. поля сегментного типа, обеспечивающих (совместно с фокусирующими элементами) ахроматический (т. е. не зависящий от энергии) перенос пучка между ускоряющими структурами.

Ускорители полнотронного типа дают значит. выигрыш в весе и стоимости магн. диполей, а также выгодно от-

личаются от обычных М. шириной области фазовой стабильности. На основе использования полнотронов проектируются каскадные ускорит. комплексы для получения непрерывных электронных пучков с энергиями до 4—5 ГэВ и ср. токами до 300 мА. Рост фазового объема пучка из-за квантовых флуктуаций синхротронного излучения электронов является осн. фактором, ограничивающим достижимые в полнотроне энергии.

Лит.: Капитан С. П., Мелехин В. Н., Микротрон, М., 1969; Ранд Р. Е., Recirculating electron accelerators, Р.—[а. о.], 1984. К. А. Белошницев.

МИКРОФОН (от греч. *mikrós* — малый и *phónē* — звук) — приёмник звука, представляющий собой электроакустический преобразователь, предназначенный для преобразования звуковых колебаний в воздушной среде в электрич. сигналы. В комплект М., как правило, входят помимо собственно преобразователя и другие необходимые для его практич. применения элементы: согласующие трансформаторы, предварит. усилители и др.

М., как всякий приёмник звука, характеризуется чувствительностью, диапазоном воспроизводимых частот (т. е. частотной характеристикой чувствительности), направленностью, динамич. диапазоном. Верхней границей последнего является т. н. предельный уровень звукового давления, при к-ром коэф. гармонич. искажений сигнала на выходе М. достигает 0,5—1%; ниж. граница динамич. диапазона, т. н. эквивалентный уровень звукового давления, представляет собой уровень звукового давления, при к-ром на выходе М. обеспечивается напряжение, равное напряжению шума, обусловленного собств. молекулярными шумами преобразователя, тепловыми шумами резистивных элементов, шумами предварит. усилителя и т. п. Практически во всех преобразователях М. имеется подвижный элемент (диафрагма, мембрана), способный колебаться под воздействием звукового давления и осуществляющий т. о. акусто-механич. преобразование.

В зависимости от того, каким образом формируется результирующая сила F , воздействующая на подвижную систему, все М. подразделяется на приёмники давления, градиента давления и комбиниров. приёмники. В приёмниках давления звуковое поле действует на подвижную систему с одной стороны; результирующая сила F в этом случае не зависит от направления прихода звуковой волны и М., при условии, что его размеры малы по сравнению с длиной волны, не обладает направленностью.

У градиентных приёмников подвижная система подвергается с обеих сторон воздействию звукового поля и результирующая сила определяется разностью Δp звуковых давлений на двух акустич. входах системы, находящихся на расстояниях d друг от друга: $F = \Delta p d \sin \theta \cos \theta$, где θ — угол падения звуковой волны относительно акустич. оси преобразователя. Направленность такого приёмника описывается ф-цией $\cos \theta$, причём макс. выходной сигнал имеет место при осевом падении звуковой волны, т. е. при $\theta = 0$ и $\theta = 180^\circ$, а при $\theta = 90^\circ$ выходной сигнал равен нулю.

Объединяя приёмник градиента давления с приёмником давления либо электрически, либо путём построения соответствующей механо-акустич. системы, получают комбиниров. приёмник, позволяющий реализовать в зависимости от соотношения чувствительности исходных приёмников разнообразные диаграммы направленности. Чаще всего используются комбиниров. приёмники с диаграммами направленности в виде кардиоиды, суперкардиоиды и гиперкардиоиды. Для создания остронаправленных М. применяют акустич. зеркала или конструкции типа акустич. антенны бегущей волны.

По энергетич. характеристикам все М. можно разделить на две группы: М., энергия выходного сигнала к-рых обеспечивается источником питания, и М., энер-

гия выходного сигнала к-рых обусловлена лишь преобразованием энергии звукового поля.

М., относящиеся к первой группе, являются необратимыми преобразователями; их достоинство — большая мощность выходного сигнала, позволяющая обойтись в ряде случаев без доплотил. усилителей. Типичным представителем М. первой группы служит угольный М., используемый в телефоне. Принцип его действия основан на зависимости электрич. сопротивления между частями угольного порошка от давления, а к-рым действует на порошок диафрагма М., колеблющаяся под воздействием звукового поля. В такт с колебаниями диафрагмы изменяется ток в цепи М., подключённого к источнику питания. Выходной переменный сигнал может быть выделен с помощью трансформатора, первичная обмотка к-рого включена в цепь М. Угольные М. выполняются лишь как приёмники давления. Диапазон воспроизводимых угольными М. частот невелик — от сотен Гц до ксв. кГц, однако он достаточен для обеспечения разборчивости речи. Чувствительность их составляет 200—400 мВ/Па при токе питания 10—100 мА, динамич. диапазон не превышает 30 дБ. Коэф. гармонич. искажений может достигать 10—20%.

М. второй группы могут иметь значительно более высокие эл.-акустич. параметры. По принципу механоэлектрич. преобразования они подразделяются на эл.-динамические, эл.-статические и пьезоэлектрические. Наиб. широкое применение в акустотехнике нашли эл.-динамич. М. — катушечные и ленточные. У катушечного эл.-динамич. М. (рис. 1) пост. магнит I создаёт в кольцевом зазоре 2 радиальное магн. поле, в к-ром находится звуковая катушка 3 с лёгкой диафрагмой 4 (подвижная система), закреплённой на магн. системе с помощью гофриров. вентрилки 5. При колебаниях диафрагмы под действием звуковых волн меняется магн. поток, пронизывающий катушку, и на её зажимах индуцируется эдс. Эл.-динамич. катушечные М. выпускаются в осн. как приёмники давления и комбиниров. приёмники. Их частотный диапазон охватывает область от 20 Гц до 20 кГц, чувствительность составляет 1—3 мВ/Па. Благодаря высоким эл.-акустич. параметрам, простоте конструкции и надёжности в эксплуатации катушечные эл.-динамич. М. применяются в бытовой технике, системах звукоусиления и профессиональной звукозаписи.

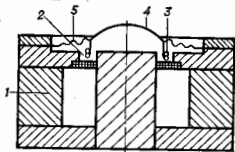


Рис. 1. Устройство электродинамического катушечного микрофона.

Более ограниченное применение находят ленточные М., у к-рых подвижной системой служит тонкая ленточка из гофриров. металлич. фольги, закреплённая между полюсами пост. магнита и являющаяся одновременно подвижным проводником. В связи с малой длиной ленточки чувствительность М. составляет всего 10—20 мВ/Па; для её повышения приходится предусматривать встроенный повышающий трансформатор, увеличивающий размеры и массу ленточного М. Ленточные М. чаще всего выполняются как градиентные приёмники. Они отличаются гладкими частотными характеристиками чувствительности во всём слышимом диапазоне частот.

Среди используемых М. наиб. высокими эл.-акустич. параметрами обладают конденсаторные М., построенные на базе эл.-статич. преобразователей (рис. 2). Подвижная система такого преобразователя представляет собой тонкую мембрану U , являющаяся одновременно и обкладкой плоского конденсатора. Второй обкладкой конденсатора служит массивный неподвижный электрод 2 с отверстиями, к-рые делают в нём для

обеспечения необходимых диссипативных свойств воздушного зазора между электродами. С помощью источника тока, напряжения U_0 в рабочем зазоре конденсатора создаётся электрич. поле. При колебаниях мембраны под воздействием звуковых волн ёмкость конденсатора меняется и через сопротивление нагрузки R протекает разрядно-зарядный ток i , создающий на сопротивлении R напряжение сигнала U , повторяющее по форме акустич. сигнал. Если мембрана преобразователя выполнена из электретного материала или такой материал наносится на неподвижный электрод, то необходимость в источнике поляризующего напряжения исключается, поскольку электрет создаёт в зазоре преобразователя требуемую напряжённость поля.

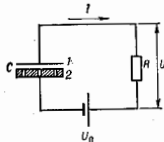


Рис. 2. Схема включения электростатического преобразователя.

Конденсаторные М. выполняются как приёмники давления, градиента давления и комбиниров. приёмники. Благодаря низкой массе мембраны, к-рая изготавливается из металлич. фольги или металлизиров. полимерных плёнок толщиной 3—10 мкм, частотный диапазон конденсаторных М. часто простирается от единиц Гц до 150 кГц и выше. Чувствительность их в области звуковых частот составляет ~10 мВ/Па; диапазон собственно преобразовател. конденсаторных М. достигает 130—140 дБ. Из-за высокого внутр. сопротивления эл.-статич. преобразователи нельзя непосредственно подключать к входной линии. Предварит. усилитель с большим длиной сопротивлением должен располагаться непосредственно в корпусе М.

Конденсаторные М. являются осн. видом измерит. звукоприёмников для воздушной среды; они находят широкое применение и в акустотехнике. В лаб. практике, а также в дешёвых системах оповещения используются пьезоэлектрич. М., в основе к-рых находится пьезоэлектрический преобразователь с пьезоэлементом либо биморфного типа, совершающим изгибные колебания под действием звукового давления, либо в виде пьезокерамич. сферы или цилиндра. Пьезоэлектрич. измерит. М. выполняются в виде приёмников давления, градиентных и комбинированных. Весьма перспективными как для измерит. целей, так и для акустотехники представляются пьезоэлектрич. М. на основе пьезополимерных преобразователей, отличающиеся малым весом и (потенциально) широким частотным диапазоном.

Лит.: Ф у р д е в В. В., Акустические основы weighing, М., 1980; Р и м с к и й В. К., К о р е в и ч А. В., Электроакустика, М., 1973; Л е г ч е н К. В., Electroacoustical properties of piezopolymer microphones, «J. Opt. Soc. Amer.», 1981, v. 69, № 6, p. 1809; К о л о с и н ю в А. Е., Акустические измерения, Л., 1983.

В. М. Горелых

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА — область электроники, охватывающая проблемы создания электронных устройств в микроминиатюрном интегральном исполнении. Осн. практич. продукция М. — интегральные схемы (ИС), к-рые служат элементами ЭВМ и техн. средств искусств. интеллекта, автоматизация, систем управления и связь.

В ИС величайшие твердотельные приборы, детали структуры к-рых имеют микронные размеры (микробиоры), и линия связи между ними формируются в едином технол. процессе на общей пластине — подложке (интегральная технология). Важнейшие приборы, входящие в состав ИС: транзисторы (биполярные, полевые), их комплементарные пары ($n-p-p$ — $p-p-p$; n -каналные и p -каналные); энергозависимые транзисторы (напр., с плавающим затвором); диоды твердотельные (на p - n -переходах, диоды Шоттки); приборы с зарядовой связью (передача заряда в цепях из тысяч МДП-элементов, см. МДП-структура), на цилиндрических магнитных доменах (ЦМД), на доменных стенках и линиях. Разрабатываются новые

типы транзисторов: с баллистич. пролётом электронов (без рассеяния на дефектах и фононах) с двумерным электронным газом, с прогибаемой базой (внутри базы расположена металл. решётка, играющая роль сетки) и др.

Внутр. линии связи ИС (электрич., оптич., в т. ч. волоконные, магн., акустические) обеспечивают обмен сигналами и согласованное протекание множества процессов, локализованных в объёме кристалла. Т. о., наряду с интеграцией элементов в М. достигается интеграция нелинейных физ. явлений. Системы микроприборов и связей между ними образуют единое устройство — информат. автомат, к-рый выполняет функции хранения, обработки и обмена данными с внеш. миром (человеком, др. автоматами, техн. объектами, включая роботов и исполнит. механизмы), моделирование физ. и др. процессов, вывод сигналов, управляющих разл. устройствами.

Степень интеграции N — число транзисторов или их функциональных групп (т. н. логич. «вентилей», ячеек памяти и др.) в одной ИС — показатель её сложности. С возникновением М. (50—60-е гг. 20 в.) N непрерывно растёт: $N \approx 2^{0,85}$ (для крупносерийных логич. ИС) и $N \approx 2^2$ (для лучших образцов схем памяти), где t — «возраст» М. (с 1960). Тридцатидвухразрядные микропроцессоры, т. н. транспьютеры, и др. суперкристаллы имеют $N \geq 10^6$ и реализуют центр. часть ЭВМ с производительностью $\sim 10^7$ операций в 1 с, устройства самодиагностики и даже «саморемонта». Ультратонкие ИС памяти имеют ёмкость до 2^{24} бит (16 мегабит).

Уровень миниатюризации. Мин. размер l_0 «деталей» внутр. геометрии ИС (ширина проводников, длина канала полевого транзистора и т. п.) — осн. показатель уровня миниатюризации. Уменьшение l_0 , связанное с возможностями *микротографии*, на к-рой основано формирование внутр. геометрии ИС, происходит со ср. скоростью, определяемой соотношением $l_0 = (50 - 20) \cdot 2^{-0,85}$. В пром. ИС $l_0 = 1,5 - 2,5$ мкм, в лучших ИС $l_0 = 0,8 - 1,0$ мкм (1987). С уменьшением l_0 увеличивается быстротечность и снижается энергопотребление элементов, но усложняются физ. процессы, их теоретич. анализ, проектирование и оптимизация. В нач. период развития М. (при $l_0 \geq 10$ мкм) нелинейные электронные процессы локализовались в активных областях отд. транзисторов (напр., в базе биполярных транзисторов). Оптимизация при этом была основана на одномерных моделях (приближение бесконечных плоских $p - n$ -переходов), и проектирование ИС «наследовало» осн. принципы проектирования электронных схем на дискретных приборах. При $10 \geq l_0 \geq 5$ мкм нелинейные явления внутри транзисторов и активные связи между ними (аппаратные транзисторы) осложнили применение этой модели, а при $5 \geq l_0 \geq 1$ мкм «лавиноное» нарастание этих явлений, влияние сильного электрич. поля и *горячих электронов* потребовали перехода к нелинейным двумерным, а затем трёхмерным моделям, аналитически не разрешимым и требующим расчётов на ЭВМ. Нелинейным становится и поведение внутр. связей. Абс. величина тока снижается $\propto l_0$, а сечений линий $\propto l_0^2$, плотность тока возрастает, и разогрев проводников в сочетании с сильным электрич. полем и высокой плотностью тока вызывает перенос ионов и атомов прямым дрейфом или электронным ветром. При $l_0 = 0,1 - 0,2$ мкм достигается оптимум, ниже к-рого быстротечность перестаёт возрастать, а энергопотребление транзисторов перестаёт снижаться. Их др. характеристики также ухудшаются. Кроме того, начинают развиваться нежелательные коллективные электронные процессы. Т. о., $l_0 = 0,1$ мкм — нижний физ. предел М., основанный на классич. принципах синтеза схем. Теоретич. предел быстротечности $\sim 10^{13}$ с (системные ограничения обусловлены процессами внутрисхемной передачи сигналов, задержки сигналов, согласованием линии связи и их некогерентностью и др.).

Технология микроэлектроники и системы автоматизированного проектирования (САПР). Технол. ограничения в М. определяют возможности планарной технологии — последнего синтеза структуры твёрдотельного устройства с помощью многократно повторяющихся (до 10—16 раз; с развитием М. это число возрастает) групп операций, причём каждая группа формируется на поверхности подложки двумерный рисунок и преобразует его в объёмную внутр. геометрию ИС, а погрешность совмещения каждого последующего рисунка \ll предыдущего $\ll l_0$. При проектировании конечная структура представляется в виде совокупности плоских картин (напр., в виде шаблонов). Это осуществляется с помощью САПР. Спец. компьютерные программы САПР основаны на функциональных и электрич. моделировании ИС и содержат «библиотеки стандартных элементов», из к-рых формируются ИС, оптимизируются геометрия её внутр. связей, проверка её устойчивости к помехам и т. д. Наиб. совершенные САПР обеспечивают также оптимизацию внутр. структуры новых поколений ИС. САПР новых поколений ИС основаны на навб. мощных ЭВМ предыдущих поколений. Принцип последнего синтеза определяет границы М., в частности степень связности рисунка ИС при данном М. Системные ограничения планарных структур (быстротечность и мощность, степень связности и степень интеграции и т. д.) связаны предельными соотношениями. Теоретич. предел $N \sim 10^{10}$ для ИС на целой полупроводниковой пластине с diam. 200—250 мм.

Физ. принципы действия ИС и технология их синтеза взаимно согласованы. Когда геом. размер твёрдого тела (хотя бы в одном измерении) становится достаточно микром., скорости протекания технол. процессов (диффузия, структурная перестройка, рост, травление и др.) перестают лимитировать их применение. Повтому в технологии М. используются разнообразнейшие явления, включая диффузию и фазовые переходы в твёрдом теле, термические реакции, воздействие частиц высоких энергий, сфокусированных электронных и ионных пучков и др. Используются также процессы, селективные по отношению к разл. структурным и хим. состояниям кристалла. Требования к чистоте веществ в М. нередко превышают разрешающую способность методов их анализа.

Функциональная микроэлектроника. Ограничения, вызванные растущей плотностью и сложностью внутр. связей, стимулируют развитие т. н. функциональной М. — создание структур, функциональные свойства к-рых определяются коллективными электронными процессами и не могут быть реализованы путём коммутации отд. его областей; обработка информации осуществляется не схематех. путём, а динамич. распределением зарядов в полях — эл.-магн., тепловых, упругих. При этом используются оптич. явления (см. *Оптоэлектроника*), взаимодействие электронов с акустич. волнами (см. *Акустоэлектроника*). В связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости особое значение приобретают криоэлектронные приборы. Разрабатываются полностью оптичные (фотонные) вычислит. машины. Функциональная М. позволяет достичь предельно высокой производительности и мин. энергопотребления. Однако для каждого класса задач требуется создание спец. структур или сложной настройки. Кроме того, «несхематех.» решения характеризуются меньшей точностью и устойчивостью вычислений и моделирования.

При достаточно высоком уровне развития технологии становится возможным создание гибридных устройств, объединяющих цифровые схематехнические и функциональные процессоры, автоматически распределяющих между ними информат. потоки на каждом этапе решений задач. Существуют устройства, интегрирующие в едином твёрдом теле электронные и неэлектронные (в т. ч. синтезаторы речи) микромеханич. элементы (датчики, анализаторы, исполнительные микроме-

чайной расположенных по образцу и хаотически «замо-роженных» в раал. направленных локализованных атомных магн. моментов (спиновое стекло), в к-рой размещены случайно ориентированные магн. кластеры с ферро- или антиферромагнитным порядком (рис. 3). Хаотич. «замораживание» спинов в матрице возникает из-за того, что любой выделенный магн. момент взаимодей-

ходящимся в «замороженном» состоянии при низких температурах.

Лит.: 1) Kouvel J. S., The ferromagnetic — antiferromagnetic properties of copper-manganese and silver-manganese alloys, «Phys. and Chem. Solids», 1961, т. 21, № 1/2, p. 57; 2) Векс Р. А., Some recent results on magnetism in alloys, «Metall. Trans.», 1971, в. 2, № 8, p. 2015; 3) Векс Р. А., Comments on micromagnetism, «J. Less-Common. Met.», 1972, в. 28, № 1, p. 193; 4) Мудров В. А., Spin glasses and micromagnetism, «Prog. Mater. Sci.», 1978, т. 23, № 1, p. 1; 5) F. J. 1975, p. 131; 6) Tustison R. W., Effect of plastic deformation of micromagnetism in $\text{Co}_2\text{Mn}_{11}$, «Solid State Commun.», 1976, в. 19, № 11, p. 1075; 6) Векс Р. А., Properties of micromagnets (spin glasses), «Prog. Mater. Sci.», 1978, т. 23, № 1, p. 1; 7) Fischer K. H., Spin glasses (2), «Phys. Stat. Sol. (b)», 1985, в. 130, № 1, p. 13. М. В. Медведев.

МИЛЛЕРОВСКИЕ ИНДЕКСЫ — см. в ст. *Индекс кристаллографический*.

МИЛЛИ... (от лат. mille — тысяча) — приставка к наименованию единицы измерения для образования наименования *дольной единицы*, составляющей одну тысячную от исходной единицы. Обозначения: м, т. Напр., 1 мА (миллиампер) = 10^{-3} А.

МИЛЛИМЕТР РТУТНОГО СТОЛБА (мм рт. ст., mm Hg) — внесистемная единица давления: 1 мм рт.ст. = $133,332 \text{ Па} = 1,35952 \cdot 10^{-3} \text{ кгс/см}^2$.

МИЛЛИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ — радиоволны в диа-

пазоне частот от 30 до 300 ГГц (длины волн — 1–10 мм). Области практич. использования М. в.

определяются особенностями их распространения и взаимодействия с веществом. В атмосфере Земли М. в.

поглощаются молекулами газов, обладающими электр.

и (или) магн. дипольными моментами. В ниж. слоях атмосферы линии молекулярного поглощения соответ-

ствуют длинам волн 5 мм (O_2), 2,53 мм (O_2), 1,64 мм (H_2O). «Окна прозрачности» атмосферы соответствуют

длинам волн 8 мм, 3,3 мм, 2 мм, в этих диапазонах можно использовать М. в. для наземной радиосвязи. Осла-

бление М. в. в гидрометеорах (дождь, облака, туман, град, снег) имеет нерезонансный характер, и величина

ослабления определяется параметрами гидрометеоров, их темп-рой, интенсивностью и т. д. В диапазоне М. в.

находятся интенсивные спектральные линии мн. газов, их исследование методами *жироволновой спектроскопии*

позволяет получить сведения о структуре молекул, кинетике и др. Освоение для радиосвязи диапазонов М. в.

связано с разработкой техники генерации и приема этих радиоволн, с созданием нового класса мощных

генераторов: мазеров на циклотронном резонансе, ги-

ротронов. М. в. используют в космич. линиях связи и в

линиях связи «Земля — космос», при дистанц. зондировании атмосферы и гидрометеоров с поверхности

Земли, с научно-исследоват. судов в открытом океане, с самолетов и ИСЗ, в радиостроении, в миллиметровой

сикстронике, для диагностики и нагрева плазмы.

Лит. см. при ст. *Распространение радиоволн*. А. П. Ивочкин.

МИНИТРОН (от лат. min — наименьший и ...трон) — вакуумный электронный прибор для генерирования СВЧ-колебаний, представляющий собой сверхминиатюрную разновидность отражательного

клатрона.

М. имеет накаливаемый катод, миниатюрный объемный резонатор с обладающим большой емкостью узким зазором, ограниченном сетками, и отражат. электрод.

Большая емкость позволила сократить линейные размеры резонатора, к-рые у М. на порядок меньше длины волны генерируемых колебаний. Расположение катода

непосредственно под сеткой, ограничивающей зазор резонатора, обеспечило предельное сокращение длины

электронного пучка, что в свою очередь позволило достиг макс. плотности тока и повысить рабочий ток.

В результате снизилось рабочее напряжение, возросли кпд, диапазон электронной настройки и стабильность частоты по сравнению с др. типами отражат. кластронов.

Первые М. созданы в СССР в кон. 1960-х гг. Масса М. обычно не превышает 40 г, питающее напряжение 100 В. Типичное значение выходной мощности 50 мВт. М.

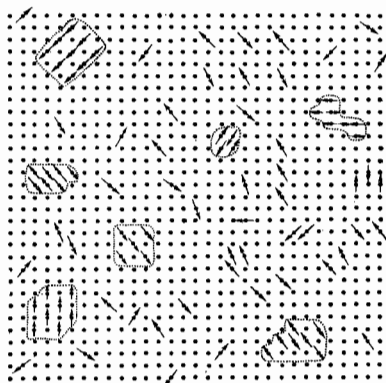


Рис. 3. Магнитная структура микроматнетта при 10 атомных % магнитных атомов (примерная схема, кластеры выделены пунктирными линиями) [4].

стует с остальными магн. моментами с помощью дальнедействующего знакаперемежного обмена и результирующее внутр. поле для данного спина будет случайным по величине и направлению. Однако отличие ММ от разбавленных *спиновых стекол* при достаточно низких темп-рах состоит в том, что элементарными носителями магнетизма в ММ выступают не только магн. моменты индивидуальных атомов, но и магн. моменты кластеров как целых образований, потому что локализов. магн. моменты атомов внутри кластеров жестко связаны между собой сильным близкодействующим обменным взаимодействием.

Существование ферромагн. кластеров в ММ влияет на их магн. свойства как выше T_f , так и ниже T_f . Выше T_f характеристики магн. восприимчивости оказываются близкими к случаю *суперпарамагнетизма*, причём из анализа данных следует, что магн. моменты отд. кластеров составляют от 20 до 20 000⁺ (магнетонов Бора) в зависимости от состава сплава и его получения. Т. к. значение магн. момента кластера входит квадратично в выражение для магн. восприимчивости, то для н. низкотемпературный ожиг, усиливая близкий атомный порядок и увеличивая размеры кластеров, ведёт к значит. увеличению восприимчивости вблизи T_f (кривая А на рис. 1), тогда как пластик. деформация, уменьшая близкий атомный порядок, снижает восприимчивость (кривая СВ на рис. 1). Аналогично увеличение или уменьшение магн. моментов ферромагн. кластеров в результате металлургия. обработки приводит к соответствующему изменению величины остаточной намагниченности при охлаждении образца до внеш. магн. поле. Влияние кластеров с антиферромагн. упорядочением сказывается слабее, и оно изучено недостаточно.

Пока ещё не установлено, является ли микроматн. состояние термодинамически устойчивым в определ. температурном интервале. Принято считать, что М. присущ системам (твёрдым растворам, сплавам), на-

применяется в осн. в аппаратуру радиосвязи, в землетряс. радиолокац. и др. устройствах в качестве задающих генераторов и гетеродинов.

Лит.: Годаят М. В., Бобровския Ю. Л., Микновский М., 1983. М. Б. Годаят, МИНКОВСКОГО ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ (Минковский пространство) — четырёхмерное пространство, точки к-рого с координатами x^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) сопоставляются с событиями специальной относительности теории. Введено в физику Г. Минковским (H. Minkowski) в 1908 с целью геом. интерпретации релятивистской теории.

Каждое событие характеризуется тремя пространственными координатами $x^i = (x^1, x^2, x^3) = (x, y, z)$ и моментом времени t , при этом удобно выбрать временную координату в виде $x^0 = ct$. В М. п.-в. вводится псевдоевклидова метрика, определяющая квадрат интервала — расстояния между бесконечно близкими событиями с координатами x^μ и $x^\mu + dx^\mu$, след. образом:

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (x^0)^2 - x^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (1)$$

где $\eta_{\mu\nu}$ — метрич. тензор, имеющий, как видно, отличные от нуля компоненты $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$. Адекватность геом. структуры М. п.-в. признанию спец. теории относительности обусловлена тем, что Лоренца преобразования, с помощью к-рых осуществляется переход от одной инерц. системы отсчёта (и. с. о.) к другой, оставляют метрич. тензор $\eta_{\mu\nu}$ форминвариантным. Поэтому, если ур-ная физ. теории (релятивистской механики, релятивистской гидродинамики, электродинамики и др.) записаны в виде соотношений, связывающих векторы и тензоры (или спиноры), заданные в М. п.-в., то их вид будет одинаковым во всех и. с. о. Тем самым осн. принцип спец. теории относительности будет выполняться автоматически. Фактически метрика М. п.-в. инвариантна относительно более широкой группы преобразований координат — группы Пуанкаре, включающей сдвиги начала отсчёта пространств, координат и времени, повороты пространств осей и преобразования Лоренца:

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu = L_\nu^\mu x^\nu + a^\mu, \quad (2)$$

где $a^\mu = \text{const}$, а матрица L_ν^μ удовлетворяет соотношениям

$$L_\lambda^\mu L_\nu^\mu = \eta_{\lambda\sigma}, \quad L_\mu^\alpha L_\nu^\alpha = \eta_{\mu\beta}, \quad (3)$$

причём контравариантный метрич. тензор $\eta^{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ (как обычно, по повторяющемуся индексу производится суммирование).

Объединение пространств и времени в единое четырёхмерное многообразие отражает факт неабсолютности масштабов времени и пространственных расстояний, к-рые оказываются зависящими от выбора и. с. о. Напротив, одинаковой во всех и. с. о. является скорость света c , поднимаемая как универс. скорость распространения фундам. физ. взаимодействий. Промежутки времени и пространственное расстояние между двумя событиями зависят от того, в какой и. с. о. эти величины измеряются; абс. значение имеет лишь интервал между событиями, вычисляемый по ф-ле (1). Инвариантным относительно преобразований (2) (исключая отражения осей) является также элемент четырёхмерного объёма $d\Omega = d^4x = dx^0 dx^1 dx^2 dx^3 = dx^0 dx^1 dx^2 dx^3 = c dt dV$, в то время как величины dt и элемент пространственного объёма dV по отдельности не инвариантны.

Метрика М. п.-в., в отличие от евклидовой, не является положительно определённой, поэтому квадрат интервала (1) может быть положительным, нулевым или отрицательным. Поскольку величина $d\Omega$ инвариантна относительно преобразований (2), это свойство не зависит от выбора и. с. о. и характеризует физические различные взаимоотношения между событиями. Если

$d\Omega^2 > 0$, интервал в М. п.-в. временноточный, при этом найдётся и. с. о., в к-рой эти события происходят в одной пространственной точке. Такую и. с. о. можно связать с движущейся частью, имеющей конечную массу, тогда ds можно истолковать как (умноженный на c) промежуток собственного времени (т. е. измеренного по часам, движущимися вместе с частью). Если $d\Omega^2 < 0$, то интервал наз. пространственноточным; в этом случае, напротив, не существует и. с. о., в к-рой события происходят в одной пространственной точке, но существует и. с. о., в к-рой эти события одновременны. Ясно, что такие события не могут быть причинно связанными друг с другом. Временная последовательность двух событий, разделённых пространственноточным интервалом, неабсолютна; существует и. с. о., в к-рой первое событие предшествует второму, и другая и. с. о., в к-рой второе предшествует первому.

Нарушение при преобразованиях Лоренца временной последовательности событий, разделённых пространственноточным интервалом, в совокупности с принципами квантовой теории приводит к важному следствию — необходимости существования античастиц. Рассмотрим два события: P_1 , состоящее в испускании нейтроном n -мезона с образованием протона, $n \rightarrow p + \pi^+$, и P_2 , состоящее в поглощении π^+ -мезона др. протоном p' с образованием нейтрона n' , $p' + \pi^+ \rightarrow n'$. Вследствие неопределённости соотношения имеется отличная от нуля вероятность второго события (с участием той же частицы π^+), даже если интервал s_{12} между этими событиями пространственноточен, при условии, что $|s_{12}| \leq \lambda$, где λ — комптоновская длина волны π^+ -мезона. Но тогда найдётся такая и. с. о., в к-рой поглощение π^+ протоном наблюдалось бы до его испускания. Разрешение парадокса в квантовой теории состоит в том, что событие P_2 можно понимать не как поглощение π^+ протоном, а как испускание протонной частицы той же массы, но с противоположным знаком заряда, т. е. её античастицы — π^- -мезона: $p' \rightarrow n' + \pi^-$. Аналогично событие P_1 будет состоять в поглощении π^+ нейтроном с образованием протона: $n + \pi^+ \rightarrow p$.

Нулевое значение интервала, $d\Omega^2 = 0$ (изотропный интервал), соответствует событиям, лежащим на мировых линиях безмассовых частиц, напр. фотонов, движущихся со скоростью c . Инвариантность равенства $ds = 0$ по отношению к выбору и. с. о. и выражает собой факт постоянства скорости света во всех и. с. о.

Если выбирать начало четырёхмерной системы координат в М. п.-в. в точке, отвечающей век-ром заданному событию O , то мировые линии световых лучей, исходящих из O , будут образовывать гиперповерхность

$$c^2 t^2 = x^2 + y^2 + z^2, \quad (4)$$

наз. световым конусом. Все события, лежащие внутри светового конуса (т. е. в области $c^2 t^2 > x^2 + y^2 + z^2$) при $t > 0$, происходят в абс. будущем по отношению к O , в частности мировые линии частиц, движущихся со скоростью $v < c$, проходящие через O , в последние моменты времени остаются внутри этой области. Аналогично события, лежащие внутри светового конуса при $t < 0$, абсолютно предшествуют O . Область М. п.-в., лежащая вне светового конуса (т. е. при $c^2 t^2 < x^2 + y^2 + z^2$), соответствует событиям, к-рые не могут находиться в причинной связ с O , это абсолютно удалённая область. Трёхмерная гиперповерхность, проходящая через O и лежащая целиком вне светового конуса, будет пространственноточной, в простейшем случае — это гиперплоскость, ортогональная осн. времени, представляющая собой трёхмерное пространство в выбранной системе координат.

Векторы в М. п.-в. (4-векторы) при преобразованиях координат из группы Пуанкаре преобразуются по ф-ле

$$B^\alpha \rightarrow B'^\alpha = L_\nu^\alpha B^\nu, \quad (5)$$

а поднятие и опускание индексов осуществляется с помощью метрич. тензора $\eta_{\mu\nu}$. Примерами 4-векторов могут служить 4-скорость частицы ненулевой массы, $u^\mu = dx^\mu/ds = (1-u^2)^{-1/2} (1, v_x, v_y, v_z)$, 4-потенциал эл.-магн. поля $A^\mu = (\text{сф. } A, \text{ где } \text{сф.} = \text{скалярный, } A = \text{векторный потенциал})$. Аналогично вводятся тензоры высшего ранга, как многоиндексные величины, испытывающие преобразования (5) по каждому из индексов, напр. тензор эл.-магн. поля $F_{\mu\nu} = \partial A_\nu / \partial x^\mu - \partial A_\mu / \partial x^\nu$.

Преобразования координат более общего вида, чем (2), уже не будут оставлять метрич. тензор форминвариантным, это произойдёт, напр., при переходе к нелинейн. системе отсчёта. Разумеется, введение в М. п.-в. криволинейных координат не изменяет плоского характера геометрии М. п.-в. (в противоположность искривлённому пространству-времени при наличии гравитационной силы). Это выражается в равенстве нулю во всех точках пространства-времени *кривизны тензора* $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ для метрики $g_{\mu\nu}$, получаемой из $\eta_{\mu\nu}$ произвольным преобразованием координат. Напротив, при наличии гравитационной силы $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ нельзя обратить в нуль сразу во всём пространстве-времени, однако в малой пространственно-временной области можно выбрать координаты так, что метрич. тензор $g_{\mu\nu}$ будет отличаться от метрики Минковского лишь на величины второго порядка малости (переход в свободно падающую систему отсчёта). Т. о., искривлённое пространство-время общей теории относительности в достаточно малых областях по-прежнему описывается геометрией М. п.-в.

Лит.: Л и в а н у Л. Д., Л и ф ш и н Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; М и н к о в с к и й Г., Пространство и время, в кн.: Принципы относительности, М., 1973; М и н е р Ч., Т о р н К., У л л е р Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1, М., 1977.

МИРА (франц. mire, от mirer — рассматривать на свет, прицеливаться, метить) — испытательная проз-

растностью образующих их элементов. Часто такими элементами служат тёмные штрихи на светлом фоне (штриховая М.) или чередующиеся тёмные и светлые сектора (радиальная М.). Штриховая М. (рис. а) состоит из 25 элементов, каждый из к-рых включает четыре группы полос, наклонённых друг к другу под углом 45° (сек-рые элементы помечены цифрами). Внутри каждого элемента ширина и длина полос одинаковы, но ширина полос от одного элемента к другому убывает по закону геом. прогрессии со знаменателем $2^{-1/4}$. Ширина полосы a в мм определяется по ф-ле $a = \varphi / \sqrt[4]{412530}$, где f' — фокусное расстояние в мм того объектива, в фокальной плоскости к-рого устанавливается М. Кроме того, ширина полосы $a = 0,5\delta$ или $a = 0,5N$. Обычно набор штриховых М. имеет от 1,56 до 200 штрихов на 1 мм. Наблюдая изображение М., создаваемое оптич. прибором, определяют, на каком элементе изображения отд. штрихов перестают различаться (сливаются), что непосредственно даёт предельное разрешение прибора в числе штрихов N на 1 мм.

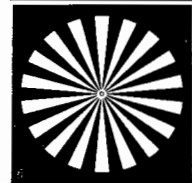
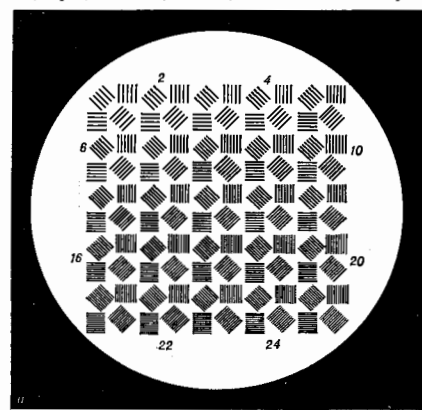
Радиальная М. (рис. б) представляет собой пластинку, на к-рую нанесён рисунок в виде чередующихся тёмных и светлых секторов. Общее число тёмных и светлых секторов обычно составляет 36, 48, 60, 72, 90, 120 или 180. За величину предела разрешения принимается расстояние между серединами одноимённых, ещё различаемых штрихов на концентрич. окружности. Если диаметр такой окружности D , а число одноимённых (светлых или тёмных) секторов m , то разрешимое расстояние δ определяется ф-лой $\delta = \lambda D / m$; в угл. мере предел разрешения определяется по у-нию $\delta = \delta / f'$; в штрихах на 1 мм $N = 1/\delta$.

Обычно М. применяются для определения разрешающей способности разл. объективов (фотогр., проекционных и т. п.) и зрительных труб, а также для испытания разл. оптич. приборов.

МИРОВАЯ ЛИНИЯ — кривая в пространстве-времени (п.-в.), изображающая движение классич. (неквантовой) точечной частицы (т. е. непрерывную последовательность событий, отвечающих положению частицы в пространстве в каждый момент времени), а также распространение световых лучей. (В более широком смысле под М. л. иногда понимают произвольную кривую в п.-в.) В механике спец. теории относительности рассматриваются М. л. в *Минковского пространстве-времени* (в плоском п.-в.), в общей теории относительности — в *псевдоримановом пространстве* (в искривлённом п.-в.).

М. л. частицы с отличной от нуля массой времениподобна (см. *Времениподобный вектор*), такая кривая в случае п.-в. Минковского целиком лежит внутри *светового конуса* с вершиной в любой точке на ней. Это отражает тот факт, что частица ненулевой массы всегда движется со скоростью, меньшей скорости света c . Ур-ние М. л. принято записывать в параметрич. виде: $x^\mu = x^\mu(\lambda)$, $\mu = 0, 1, 2, 3$, где λ — вещественный параметр, $x^0 = ct$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$. В качестве параметра λ на времениподобной М. л. удобно выбрать *интервал* s , т. е. «расстояние» в п.-в., $x^\mu = x^\mu(s)$. Касат. вектор к М. л. $u^\mu = dx^\mu/ds$ (4-скорость) будет в этом случае времениподобным вектором единичной длины: $(u^0)^2 = (u^1)^2 + (u^2)^2 + (u^3)^2 - (u^0)^2 = 1$, где опускание индекса осуществляется с помощью метрич. тензора п.-в. Минковского $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$. Это свойство времениподобной М. л. имеет место и в псевдоримановом п.-в. общей теории относительности.

Частицы нулевой массы (напр., фотоны) в любой системе отсчёта движутся со скоростью света c . Поэтому М. л. таких частиц будут изображаться изотропными кривыми в п.-в., интервал между любыми двумя точками на к-рых (понимаемый как интеграл от ds) равен нулю. В п.-в. Минковского М. л. безмассовых частиц, пересекающих начало четырёхмерной системы координат, образуют световой конус, разделяющий п.-в.



рачная или непрозрачная пластинка, на к-рую нанесён стандартный рисунок; служит для количественного определения предела разрешения оптич. приборов в угл. секундах φ , в мм δ или в числе штрихов N на мм. Рисунки для М. могут иметь разные конфигурации и характеризоваться разл. кон-

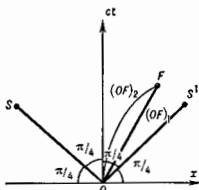
на области абс. будущего, абс. прошлого и абс. настоящего по отношению к событию, изображаемому точкой в вершине конуса.

М. л. свободных частиц (как массивных, так и безмассовых) в п.-в. Минковского изображаются прямыми, напр. для массивной частицы $x^{\mu} = u^{\mu} s$, где u^{μ} — постоянная 4-скорость. Частицы, движущиеся под действием внеш. сил, будут изображаться искривлёнными М. л. (рис.). Прямая, соединяющая две точки, разделённые временноподобным интервалом в п.-в.

Мировые линии в пространстве-времени Минковского, описывающие однородное движение вдоль оси x : (OF) и (OF') — отрезки мировой линии массивной частицы, движущейся свободно (индекс 1) и под действием сил (индекс 2); прямая мировой линии (OF) отвечает максимальному значению «единицы

длин» в пространстве Минковского

между точками O и F ; OS и OS' — отрезки мировых линий безмассовых частиц (световых лучей); совокупность таких мировых линий для движения в трёх пространственных измерениях образует световой конус.



Минковского, имеет макс. длину по сравнению с искривлёнными М. л. Действительно, выбирая инерц. систему отсчёта, в k -ой частице, описываемая данной прямой, покоится, найдём, что длина отрезка прямой равна (умноженному на c) промежутку времени частицы, измеряемому по неподвижным часам, k -ый всегда больше промежутка времени, измеренного по движущимся часам.

В общей теории относительности М. л. свободных частиц изображаются геодезическими линиями в искривлённом п.-в., описывающем данное гравитационное поле. В псевдоримановом пространстве (сигнатура — 2) временноподобные геодезические также являются кривыми макс. длины и, как и прямые в п.-в. Минковского, характеризуются тем, что касат. вектор к ним переносится параллельно вдоль М. л. Для безмассовых частиц М. л. являются изотропными геодезическими в рассматриваемом искривлённом п.-в. Изучение положения изотропных геодезических в искривлённом п.-в. важно для понимания его причинной структуры, оно лежит также в основе алгебраич. классификации полей тяготения по А. З. Петрову (см. *Тяготение*). М. л. частиц, испытывающих, помимо гравитационных, воздействие сил иной природы, изображаются кривыми в псевдоримановом пространстве общей теории относительности, отличными от геодезич. линий.

Лит. см. при ст. *Относительности теория, Тяготение*.

Д. В. Гальцов.

МЛЕЧНЫЙ ПУТЬ — 1) Галактика. 2) Светлая полоса на ночном небе — проекция на небесную сферу удалённых (от Солнца) звёзд Галактики, близких к её плоскости. Повыш. яркость этой полосы обусловлена повыш. концентрацией звёзд в плоскости Галактики.

МНОГОДОЛНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИК — оптич. изображение предмета, создаваемое расходящимся пучком лучей, прошедшим оптич. систему, если мысленно продолжить их в обратном направлении до пересечения. М. и., в отличие от действительного, нельзя получить на экране или фотоплёнке. Для того чтобы расходящийся пучок световых лучей превратился в сходящийся, нужно на их пути поместить собирающую оптич. систему. В частности, такой системой является глаз человека, изображение в этом случае получается на сетчатке. Простейший пример М. и. — изображение предмета в плоском зеркале. Подробнее см. *Изображение оптическое*.

МНОГОДОЛНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИК — полупроводник с гл. экстремумом энергии. зоны (двояк зоны проводимости ϵ_c или вершиной вальентной зоны ϵ_v), расположенным в точке импульсного простран-

ства с $k \neq 0$ (см. *Зонная теория*). В этом случае существует не один, а неск. эквивалентных экстремумов, причём изоэнергетич. поверхности, построенные вблизи них, — эллипсоиды, переходящие друг в друга при преобразованиях симметрии Бриллюэна зоны. Окрестности эквивалентных экстремумов с эллипсоидальными изоэнергетич. поверхностями получили назв. долин и в. Энергетич. спектр такого полупроводника назв. многодолинным. Эллипсоидом соответствует анизотропный закон дисперсии носителей заряда $\epsilon(p)$, записанный в осях эллипсоида:

$$\epsilon^2(p) = \frac{1}{2} \left(\frac{p_x^2}{m_x^2} + \frac{p_y^2}{m_y^2} + \frac{p_z^2}{m_z^2} \right), \quad (1)$$

где квазиимпульс $p = \hbar k$ отсчитывается от экстремума α -й долины, а $m_{\alpha i}$ — гл. значения тензора обратной эффективной массы в долине. Если экстремумы расположены на осях симметрии 3-го и 4-го порядков зоны Бриллюэна, то две из трёх масс совпадают. При этом изоэнергетич. поверхности — эллипсоиды вращения с осями вращения, совпадающими с осями симметрии кристалла (рис. 1). Общая изоэнергетич. поверхность $\epsilon(p) = \text{const}$ — совокупность эллипсоидов.

В состоянии термодинамич. равновесия носители заряда распределяются поровну между долинами; поэтому в М. п. веск. (по числу долин) типов носителей. Они имеют одинаковые минимумы (или максимумы) энергии и в этом смысле эквивалентны. Однако эфф. массы и, следовательно, подвижности при данном направлении движения носителей различны для разных долин [1].

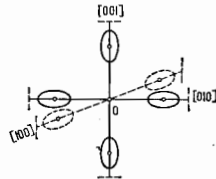


Рис. 1. Изоэнергетические поверхности электронов в зоне Бриллюэна для Si; пунктир — граница зоны Бриллюэна.

Анизотропия подвижности не нарушает симметрии равновесных электр., магн., эл.-механит. и др. свойств кристалла, т. к. они определяются суммарным вкладом всех эквивалентных долин. Напр., в кристаллах кубич. сингонии электропроводность и постоянная Холла в слабых полях изотропны.

Анизотропные свойства носителей в долинах проявляются при исследовании *циклотронного резонанса*, частота k -рого $\omega_c = e\hbar/cm_e$, где H — напряжённость магн. поля, e — заряд электрона, m_e — циклотронная эфф. масса, определяемая в случае эллипсоидальных изоэнергетич. поверхностей соотношением

$$\left(\frac{1}{m_e} \right)^2 = \frac{\cos^2 \theta}{m_x^2} + \frac{\sin^2 \theta}{m_y^2}, \quad (2)$$

где m_x — продольная эфф. масса (вдоль оси эллипсоида), m_y — поперечная масса, θ — угол между осью и Н. Т. к. угол θ для разл. долин разный, то ω_c в разных долинах также различны.

Др. способ идентификации анизотропии носителей в долинах даёт анизотропия *магнетосопротивления*. В случае изотропного закона дисперсии носителей поперечное магнетосопротивление изотропно, а продольное отсутствует. В М. п. они оба отличны от 0 и анизотропны, причём характер анизотропии зависит от расположения долины в зоне Бриллюэна.

Междолинное перераспределение носителей. Эквивалентность долин может быть нарушена внеш. воздействием, напр. одностороннее сжатие кристалла вызывает разл. энергетич. смещение эквивалентных максимумов. В результате энергия носителей в одних долинах увеличивается, в других уменьшается. При этом равновесное заполнение долины становится неодинако-

вмы, и при относительно малой деформации можно допустить (при низких температурах) заполнения долин только одного типа за счёт полного опустошения остальных [2].

Перераспределение носителей между долинами можно получить в сильном электрич. поле, направленном по разл. углам к осям долин. При этом носители из равных долин «нагреваются» по-разному (см. *Горючие электроны*) и с разл. скоростью покидают «свои» долины, переходя в «чужие». Возникающее перераспределение долин приводит к большим величинам восприимчивостям $M. п.$ в сравнительно слабых электрич. полях. С этим связаны также эффекты, как анизотропия электропроводности в «гребенных» электрич. полях (см. *Сакаи — Шибуда эффект*), нечётное по H магнитосопротивление (в т. ч. линейное) и чётный по H Холла эффект. С междолинным перераспределением носителей связаны также специфические для $M. п.$ механизмы *устояеэлектрического эффекта*, поглощения звука, акустич. шумов, а также размерные эффекты [3]. Условия междолинного перераспределения, ответственного за большую величину этих эффектов: а) редкие переходы носителей из одной долины в другую по сравнению с внутримолинными переходами; б) слабый энергообмен между носителями из разных долин (по сравнению с их энергообменом с фононами), достигаемый при малой концентрации носителей [4].

$M. п.$ с эквивалентными долинами. К ним относятся три ближайших полупроводника с решёткой алмаза: алмаз, Ge, Si n -типа. В Ge наименьшие минимумы зоны проводимости находятся на краю зоны Бриллюэна в L -точках (в точках пересечения осей [111] с границей зоны Бриллюэна, рис. 2); и окрестностях этих точек образуется 4 долины (L -долины), причём в пределах зоны Бриллюэна каждая изоэнергетич. поверхность состоит из 8 полуэллипсоидов вращения. В долинах вдоль осей [111] m_x в 19 раз превышает m_y . В алмазе и Si наименьшие экстремумы зоны проводимости располагаются на осях типа [100] (Δ -осях) сравнительно близко к границе зоны Бриллюэна, но не на ней, ближайшими являются 6 долин, попарно расположенных на осях [100], [010] и [001]. Носители в соседней паре долин ничем не отличаются друг от друга, такая пара долин может рассматриваться как одна с удвоенной плотностью состояний, а рассеяние носителей между долинами такой — как внутримолинное рассеяние.

К $M. п.$ относятся также кристаллы с решёткой сфалерита: электрические BN, GaP, AlSb. Наименьшие мини-

мумов относится GaSb, InP и др. При термодинамич. равновесии все электроны располагаются вблизи долины зоны проводимости (в нагретой Γ -долине). При разогрете носители электрич. полем происходят междолинное перераспределение с неравномерным заполнением более высоких долин, где электроны «тяжелее» и, следовательно, плотность состояний больше, чем в Γ -долине. Следствием такого перераспределения является (в частности) *Ганна эффект*, в основе к-рого лежит N -образный вид статической вольт-амперной характеристики (ВАХ) $M. п.$ с неэквивалентными долинами. Падающая ветвь ВАХ обусловлена «потяжелением» электронов и уменьшением их подвижности из-за ухода в верхние долины.

Аналог эффекта Ганна наблюдается также и в $M. п.$ с эквивалентными долинами, где ВАХ при токе в направлении, совпадающем с направлением большой эфф. массы одной из долин ([100] в n -Si и [111] в n -Ge), также имеет падающий участок из-за ухода электронов в эту долину из др. долин, т. к. в них электроны сильнее разогреты (эффект Рывкина — Кастальского).

Лит.: 1) Цидильковский И. М., Зональная структура полупроводников, М., 1978; 2) Вирт Г. Л., Линкус Г. Е., Симметрии и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1973; 3) Рабинович И. Г., Грибников С. С., Крайченко В. Я., Анизотропные размерные эффекты в полупроводниках и полуметаллах, УФН, 1978, т. 119, с. 3; 4) Гантмахер В. Ф., Левинсон Н. В., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984; см. также лит. при ст. Полупроводники. З. С. Грибовичево.

МНОГОЗАРЯДНЫЕ ИОНЫ (высокоионизованные атомы) — положительно заряженные ионы с большой кратностью ионизации. $M. и.$ участвуют в процессах, протекающих в высокотемпературной лабораторной и астрофиз. плазме.

Специфич. особенности $M. и.$, отличные от свойств нейтральных атомов с таким же числом электронов, объясняются их сильными кулоновскими полем. К таким особенностям относятся конечная величина сечений возбуждения $M. и.$ электронами при пороговых значениях энергии (ср. с *возбуждением атома и молекулы*), наличие резонансных нулей на кривой зависимости эфф. сечений от энергии, восстановление правильности порядка заполнения электронных оболочек (у нейтральных многоэлектронных атомов он нарушается; см. *Атом*), наличие линий-сателлитов в спектрах испускания (см. ниже) и т. д.

Спектроскопич. символ N ($z = Z - N + 1$, где Z — заряд ядра иона, N — число электронов в нём) определяет масштаб величин его радиан. и столкновит. характеристик. Так, расстояние между уровнями энергии и *ионизационная потенциала* $\sim z^2$, длины волн спектральных линий $\sim z^{-2}$, потенциал электростатич. взаимодействия электронов с ядром $\sim z$, потенциал спин-орбитального взаимодействия $\sim z^4$, радиус иона $r_0 \sim z^{-1}$, *Албовский сдвиг* $\sim z^2$, вероятность электрич. дальнового перехода $\sim z^4$.

Эфф. сечения столкновит. процессов также зависят от z . Эти процессы можно характеризовать масштабным фактором z^2 , причём для процессов возбуждения и ионизации электронами $\alpha = -4$, для фотоионизации $\alpha = -2$, перезарядки при столкновениях с нейтральными атомами $\alpha = 1$, ионизации нейтральных атомов $\alpha = 2$ и т. д. Т. о., эфф. сечения элементарных процессов с участием $M. и.$ сильно зависят от партнёра по столкновению и параметра z .

С ростом z существенно возрастает влияние релятивистских и радиат. эффектов на характеристики $M. и.$, а тип связи угловых и спиновых моментов электронов отличается от LS -связи (см. *Связь векторов*): происходит непрерывный переход от LS -связи к jj -связи. Если спин-орбитальное и эл.-статич. взаимодействия одного порядка величинами, то имеет место промежуточный тип связи.

В результате появления релятивистских эффектов меняются *отбора правила*, разрешаются переходы, зап-

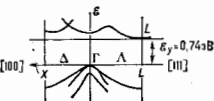


Рис. 2. Зональная структура кубического Ge для различных направлений симметрии.

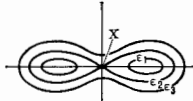


Рис. 3. Изоэнергетические поверхности $\epsilon_c < \epsilon < \epsilon_c$ в окрестности точки X зоны Бриллюэна.

мумы зоны расположены на Δ -осях [100], однако на границе (или почти на границе) зоны Бриллюэна (X -долины). При расположении минимумов почти на краю зоны (GaP) 2 эллипсоидальные изоэнергетич. поверхности при незначит. возрастании энергии носителей сливаются в одну неэллипсоидальную (рис. 3). Многодолинную структуру имеют также PbS, PbSe, PbTe, где электрические и дырочные долины расположены друг под другом в L -точках, и все *полуметаллы*.

Неэквивалентные долины. Термин $M. п.$ применяют также к электронным полупроводникам с двум зонам проводимости ϵ_c при $k = 0$ (в центре зоны Бриллюэна Γ) в случае, когда в сравнительно малом энергетич. удалении от ϵ_c есть более высокие минимумы $\epsilon(p)$ ($M. п.$ с неэквивалентными долинами). К таким полупро-

реждённые для нейтральных атомов, а при определении условий интенсивность запрещённых линий в спектрах М. и. становится значительной. Так, в плотной плазме интеркомбинац. линия $2^3P_1 - 1^1S_0$ (см. *Интеркомбинационные квантовые переходы*) в спектрах гелиеподобных ионов с $z > 10$ имеет сравнимую с резонансной линией $2^1P_1 = 1^1S_0$ интенсивность. В нейтральных атомах HeI магн. дипольный переход $2^3S_1 - 1^1S_0$ запрещён правилами отбора, в то же время в спектрах испускания плазмы низкой плотности соответствующая линия, принадлежащая гелиеподобным М. и., отчётливо регистрируется и используется для диагностики плазмы. Спектры М. и. мезоэлектронного ряда сходны со спектрами нейтральных атомов, имеющих то же число электронов, они лишь смещаются в КВ-область (длина волны $\lambda \sim z^{-2}$). Так, линии волн резонансных линий атомов Н и He составляют 1246 и 593 Å, а соответствующие линии в спектрах водородоподобных (HII) и гелиеподобных (HeI) ионов железа — 1,78 и 1,85 Å. В спектрах М. и. появляются, кроме того, дополнит. линии, отсутствующие в спектрах нейтральных атомов; их наз. с а т е л л и т а м и. Одна из причин их появления — влияние процесса *двиелектронной рекомбинации* М. и. при их взаимодействии с электронами плазмы. Такой процесс происходит в два этапа: сначала М. и. захватывают электрон, образуя автоионизац. состояние, энергия к-рого лежит выше границы ионизации образующегося иона; при этом в ионе одноврем. возбуждается ещё один или более электронов. Автоионизац. состояние затем может распадаться по двум каналам: автоионизационному — испусканием электрона или радиационному — испусканием кванта и переходом в стабильное (лежачее ниже границы ионизации) состояние. Для М. и. характерен радиац. канал распада с испусканием фотона $h\nu$. В результате таких переходов в спектре М. и. появляется линия-спутник на частоте ω , соответствующей переходу в ионе, резонансной к-рого на единицу меньше. Так, спутниками резонансной линии $1s2p \ ^1P_1 - 1s \ ^1S_0$ гелиеподобных ионов являются линии, соответствующие переходам между конфигурациями $1s2p^2 - 1s^22p$ в [Li] ионах. Ионы в дважды (или многократно) возбуждённых состояниях могут образовываться также при др. элементарных процессах.

Наиб. полно исследованы спектры [He] ионов и их спутники, т. е. спектры [Li] ионов. Эти ионы достаточно просты для исчерпывающего теоретич. анализа и информативны для определения параметров лаб. и астрофиз. плазм. Обозначения, принятые для спектральных линий [He] и [Li] ионов, приведены в табл. 1. Присутствие одного или неск. дополнит. электронов незначительно изменяет длины волн спутников по сравнению с осн. линией. Напр., для резонансной линии (w) гелиеподобного иона FeXXV $\lambda = 1,8504$ Å, а для её d - и g -спутников, т. е. ионов Fe XXIV, $\lambda = 1,8628$ и $1,8610$ Å соответственно.

С ростом z возрастает интенсивность спутников, она пропорциональна коэф. ветвления $A/(A+W)$, где A и W — вероятности радиац. и автоионизац. распада автоионизац. состояний. Вероятность W слабо зависит от z , в то время как A резко возрастает с ростом z (для электр. дипольных переходов $A \sim z^3$), поэтому при больших z распад автоионизац. состояний происходит гл. обр. по радиац. каналу, т. е. с образованием линий-спутников. Спутники, как правило, имеют малую ширину (по отношению к расстоянию между ними) и при достаточном спектральном разрешении хорошо регистрируются. Т. о., в спектрах излучения М. и. сосредоточено большое число спектральных линий сравнимой интенсивности: линий, принадлежащих иону данной кратности (в т. ч. запрещённых, компонент тонкой структуры), а также спутников, испускаемых ионами меньших кратностей. Каждый ограниченный спектральный интервал содержит богатую информацию о строении иона, а также о параметрах плазмы, в к-рой он существует.

Табл. 1.

| Электронная конфигурация | Мультиплет | $J - J'^*$ | Обозначение |
|--------------------------|--------------------|-------------|-------------|
| $1s2p^2 - 1s^22p$ | $^3P - ^1P_0$ | $3/2 - 1/2$ | a |
| | | $1/2 - 1/2$ | b |
| | | $3/2 - 1/2$ | c |
| | $^1P - ^1P_0$ | $3/2 - 1/2$ | d |
| | | $1/2 - 1/2$ | e |
| | | $3/2 - 1/2$ | f |
| $^3D - ^3P_0$ | $3/2 - 1/2$ | g | |
| | $1/2 - 1/2$ | h | |
| | $3/2 - 1/2$ | i | |
| $^1S - ^1P_0$ | $1/2 - 1/2$ | j | |
| | $3/2 - 1/2$ | k | |
| | $1/2 - 1/2$ | l | |
| $1s2s^2 - 1s^22p$ | $^1S - ^1P_0$ | $1/2 - 1/2$ | m |
| | | $3/2 - 1/2$ | n |
| $1s2p2s - 1s^22s$ | $(^1P)^3P_0 - ^1S$ | $3/2 - 1/2$ | o |
| | | $1/2 - 1/2$ | p |
| | $(^3P)^3P_0 - ^1S$ | $3/2 - 1/2$ | q |
| | | $1/2 - 1/2$ | r |
| | $^1P_0 - ^3S$ | $1/2 - 1/2$ | s |
| | | $3/2 - 1/2$ | t |
| $1s2p - 1s^2$ | $^1P_0 - ^1S$ | 1 - 0 | u |
| | | 2 - 0 | x |
| $1s2s - 1s^2$ | $^3S - ^1S$ | 1 - 0 | y |
| | | 1 - 0 | z |

* J и J' — квантовые числа полного момента начального и конечного состояний.

Спектры М. и. наблюдаются в спектрах короны Солнца и звёзд; к лаб. источникам М. и. относятся: лазерная плазма, вакуумная искра, *плазменный фокус*, плазма *токамака*, *стелларатора*, пинч-источники, магн. ловушки, ускорители и т. д. Широкое распространение получили компактные ECR-источники М. и., основан-

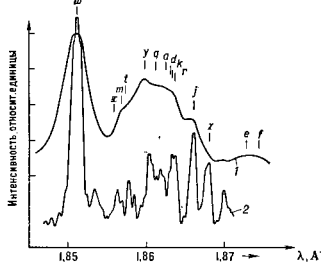


Рис. 1. Спектр вакуумной искры (J) и солнечной вспышки (g) для ионов Fe XXIV—XXV.

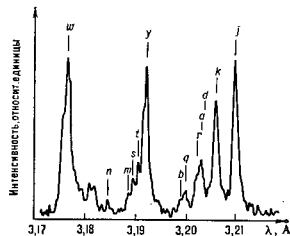


Рис. 2. Спектр лазерной плазмы (линии Ca XVIII—XIX).

ные на эффекте электронно-дипольного резонанса. Ионами с макс. кратностью ионизации являются [H] и [He] ионы урана (U^{91+} и U^{90+}), полученные на ускорителе ионов в Радиационной лаборатории им. Э. Лоуренса

тарные процессы с участием многозарядных ионов, М., 1986; В. И. Штевалько, Штевалько В. П. Структура и характеристики ионов в горячей плазме, М., 1986; Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов, М., 1988. В. П. Штевалько.

МНОГОЗНАЧНАЯ ФУНКЦИЯ — ф-ция, сопоставляющая независимому переменному не одно, а нек-рое значение. М. ф. естеств. образом возникает в теории аналитических функций, когда аналитическое продолжение ф-ции, заданной в окрестности нек-рой точки z вдоль замкнутого контура, приводит к ф-ции с др. значениями в окрестности той же точки. Такая ситуация возникает, в частности, когда рассматриваемая аналитич. ф-ция имеет внутри данного контура точку ветвления. Считая точку z до обхода контура и ту же точку z после его обхода разными точками, рассматривают соответствующую неоднолиственную область, в к-рой данная аналитич. ф-ция уже однозначна. Макс. неоднолиственная область, в к-рой заданная ф-ция аналитична, наз. *римановой поверхностью* этой ф-ции.

Напр., ф-ция $f(z) = \sqrt[n]{z}$, $n = 2, 3, \dots$, имеет в точке $z = 0$ точку ветвления порядка n . При однократном обходе этой точки против часовой стрелки она уменьшается на $\exp(2\pi i/n)$. При n -кратном обходе её первонач. значение восстанавливается. Ф-ция $f(z) = \ln z$ имеет в точке $z = 0$ точку ветвления бесконечного порядка. При однократном обходе этой точки против часовой стрелки $f(z)$ изменяется на $2\pi i$.

Лит. см. при ст. Аналитическая функция. В. И. Штевалько.

МНОГОКВАРКОВЫЕ СОСТОЯНИЯ — гипотетич. локализов. состояния в адронных системах, содержащих более трёх валентных кварков или более одной кварк-антикварковой пары. Как и обычные резонансы, они считаются «бесцветными», т. е. инвариантными относительно цветовой калибровочной преобразования. К М. с. относят: а) 4-кварковые состояния из 2 кварк-антикварковых пар, цветные связи к-рых схематически изображены на рис. 1 [чёрные кружки — кварковые состояния, светлые — антикварковые, волнистые линии — цветные связи, тройной вершине отвечает абсолютно антисимметричный тензор $\Sigma_{\alpha\beta\gamma}$, $\beta, \gamma = 1, 2, 3$ — цветные индексы]; б) 5-кварковые состояния из 4 кварков и антикварка

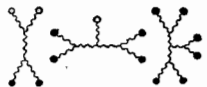


Рис. 1. Рис. 2. Рис. 3.

(рис. 2); в) многобарионные состояния типа изображённого на рис. 3 6-кваркового состояния, имеющего, согласно модели кваркового мешка (см. *Кварковые модели*), наим. массу.

М. с. могут иметь экзотич. квантовые числа, невозможные для 3-кварковых и кварк-антикварковых систем (барионов и мезонов), напр. изотопич. спин 2 или $5/2$ в случаях а) и б), барионное число 2 в случае в). Поскольку высокоэнергетич. процессы с обменом экзотич. квантовых числами подавлены (см. *Редкие процессы*), масса таких М. с. должна быть достаточно большой. Убедит. эксперим. доказательств существования М. с. нет, имеются лишь косвенные свидетельства в их пользу. В первую очередь это *кумулятивные процессы* на ядрах, свидетельствующие о наличии многобарионных состояний. Имеются также указания на наличие в π^+ -р-системе резонанса с изотопич. спином $5/2$ и ряд других.

А. В. Ефремов.

МНОГОБРАЗИЕ — множество, точки к-рого задаются набором чисел (координат), причём при переходе от точки к точке координаты меняются непрерывно. Локально, т. е. в нек-рой окрестности каждой точки, М. устроено так же, как *евклидово пространство* R^n (элементы к-рого представляют собой наборы n вещественных чисел $\{x^1, \dots, x^n\}$). М. являются конфигурация, и фазовые пространства динамических систем. Напр., положение твёрдого тела, закреплённого в одной точке, задаётся углами Эйлера θ, φ, ψ , так что его конфигу-

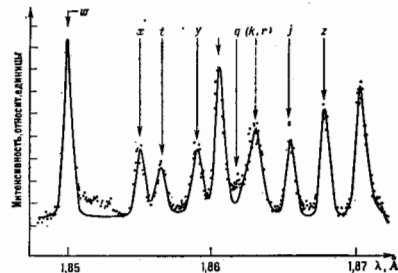


Рис. 3. Спектр плазмы токмака (линии Fe XXIV—XXV).

(1985, Беркли, США); для ионов U^{90+} измерен лэмбовский сдвиг уровня $n = 2$, к-рый равен $69,1 \pm 8,0$ эВ, что хорошо согласуется с расчётными данными (75 эВ).

Первые эксперим. исследования спектров М. и их спутников были выполнены в 1920—40-х гг., интенсивные исследования начаты в 60—70-х гг. весточеским изучением короны Солнца методами *рентгеновской спектроскопии*. Точность измерения λ в спектрах лаб. и астрофиз. источников сравнима с точностью теоретич. расчётов, $\Delta\lambda/\lambda$ составляет 10^{-4} — 10^{-5} для диапазона $\lambda = 1$ — 10 \AA . На рис. 1—3 приведены рентг. спектры для разл. источников М. и. Экспериментально, как правило, измеряют разности между длинами волн линий данной и резонансной, к-рая обычно согласуется с расчётной. Появились первые эксперим. измерения (1986) абс. длин волн переходов в [H] и [He] ионах. Эти результаты являются наиб. точными и подтверждают надёжность теоретич. расчётов. В табл. 2 приведены значения длин волн λ для резонансных переходов 2^1P_1 — 1^1S_0 в [He] ионах, полученные в вакуумной искре и теоретически рассчитанные.

Табл. 2.

| Ион | $\lambda(\text{ \AA})$ | |
|------------|------------------------|-----------|
| | эксперимент | расчёт |
| Ca^{19+} | 3,1771(15) | 3,1771(3) |
| Yb^{18+} | 2,38175(25) | 2,3819(3) |
| Cr^{20+} | 2,1818(2) | 2,1820(1) |
| Fe^{24+} | 1,8503(1) | 1,8503(8) |
| Ge^{28+} | 1,7111(15) | 1,7119(8) |
| Ni^{26+} | 1,58837(1) | 1,5883(8) |
| Ni^{27+} | 1,47758(7) | 1,4775(7) |
| Zn^{28+} | 1,37798(1) | 1,3778(2) |
| Ga^{29+} | 1,28782(1) | 1,2877(1) |
| Ge^{30+} | 0,84534(35) | 0,8451(7) |
| U^{90+} | 0,80181(15) | 0,8081(2) |
| U^{91+} | 0,6867(2) | 0,6865(8) |

диагностики высокотемпературной плазмы, изучать происходящие в ней элементарные процессы.

Мн. элементарные процессы с участием М. и. (возбуждение, ионизация, перезарядка, диэлектронная рекомбинация и т. д.) представляют интерес для лазерной физики, физики плазмы, пучково-пленочной спектроскопии, физики атомных столкновений, рентг. астрономии и астрофизики и т. д.

Лит.: М. в кн. *Длинные волны* С. Л. Коротковольное излучение Солнца, в сб. Успехи Советского Союза в исследовании космического пространства, М., 1978; Novel sources of highly stripped ions, «Proc. of Int. Conf. Phys. of Highly Ionised Atoms», Oct. 2—5 July 1984 (North-Holland), Amst., 1985, p. 516; П р е с с-к о н ф е р е н ц-и а в С.-П е т е р б у р г е, В. И. Штевалько, Штевалько В. П., Ячев В. К., Эмбен-

рац. пространство является 3-мерным M . [оно совпадает с группой 3-мерных вращений $SO(3)$]. M , являющийся также непрерывными группами и однородное пространство (см. *Группа*). Понятие M возникло в результате обобщения понятия поверхности; применяется в разл. областях теоретич. физики (аналитич. механика, теория тяготения, квантовая теория поля, теории калибровочных полей и др.). Часто в физике используют M с дополненными математическими структурами, например M , со связностью.

Наличие координат позволяет распространить на произвольное дифференцируемое M мн. методы матем. анализа, развитые первоначально для 3-мерного евклидова пространства R^3 (см. *Векторный анализ*), а затем перенесённые в n -мерное евклидово пространство R^n . Гл. трудностью является то, что в M , как правило, нет выделенной системы координат (подобной декартовой системе координат в R^n). Поэтому приходится рассматривать все возможные системы координат и строить теорию так, чтобы можно было переходить от одной системы координат к другой. Напр., в теории тяготения, где предполагается, что пространство-время является римановым M (см. *Риманово пространство*), требование, чтобы ур-ния не зависели от выбора системы координат, является одним из важных принципов (принцип общей ковариантности).

В дифференц. геометрии (т. н. матем. анализ на M) всё большее распространение получают бескоординатные методы, в к-рых координаты явно не фигурируют (по крайней мере при нек-рых общих доказательствах и рассуждениях). Это удобно и важно с точки зрения физ. приложений, т. к. позволяет отделиться от несущест. деталей (связанных с выбором конкретной системы координат) и сделать явным инвариантный характер используемых матем. объектов (отсутствие зависимости от системы координат). В 3-мерном анализе аналогом такого подхода является использование вектора a вместо его компонент a_i , $i = 1, 2, 3$ (к-рые меняются при изменении системы отсчёта). Разумеется, в бескоординатном подходе повсюду всегда присутствуют координаты, т. к. они необходимы для определения всех осн. понятий.

В физ. приложениях M часто возникает как подмногообразие в евклидовом пространстве, заданное с помощью ур-ний. Напр., двумерная сфера S^2 определяется как поверхность в R^3 , выражаемая ур-нием $x^2 + y^2 + z^2 = 1$; n -мерная сфера S^n определяется как

$$\text{множество точек в } R^{n+1}, \text{ выделяемых ур-нием } \sum_{i=1}^{n+1} (x^i)^2 =$$

$$= 1 \text{ (здесь } x^i \text{ — декартовы координаты в } R^{n+1}\text{);}$$

независимые ур-ния $\text{Фк}(x^1, \dots, x^n) = 0$, $k = 1, \dots, m$, выделены в R^n M размерности $n - m$.

Системы координат. Каждая система координат на многообразии M определяется в нек-рой области $U \subset M$ и сопоставляет каждой точке этой области, $x \in U$, набор вещественных чисел $\{x^1, \dots, x^n\}$ (координат этой точки). При этом область U (координатная окрестность) взаимно однозначно отображается на некоторую область евклидова пространства R^n . Именно возможность такого отображения позволяет перенести в M аналитич. методы, развитые первоначально на R^n . Напр., на сфере S^2 пара чисел $\{x, y\}$ может служить координатами точек верх. полушара ($z > 0$) или ниж. полушара ($z < 0$). Однако нельзя рассматривать как систему координат на всей сфере, т. к. иначе двум разным точкам сопоставятся бы один и тот же набор координат. Синхр. координаты $\{\theta, \varphi\}$ определяют ф-лами $x = \sin \theta \cos \varphi$, $y = \sin \theta \sin \varphi$, $z = \cos \theta$ на всей сфере S^2 , за исключением её полюсов (точек $x = y = 0$, $z = \pm 1$). Числа $\xi = 2x/(1-z)$, $\eta = 2y/(1-z)$ (получающиеся при т. н. стереографич. проекции сферы S^2 на плоскость) могут служить координатами на всей сфере, за исключением её северного полюса (точки $x = y = 0$, $z = 1$).

Двумерная сфера S^2 — пример M , на к-ром по-прежнему не существует выделенной системы координат, но к-рое вообще нельзя покрыть единой системой координат. Причина в том, что сфера радикально отличается от плоскости R^2 своими топологич. свойствами, т. е. не может быть непрерывным образом деформирована в плоскость (см. *Топология*). Чтобы иметь координаты в окрестности каждой точки сферы, необходимо рассмотреть более одной системы координат. В общем случае и M вводит целое семейство систем координат так, чтобы области их определения (координатные окрестности) в совокупности покрывали всё M . Каждую систему координат из этого семейства наз. картой, а всё семейство — атласом. Для согласования карт друг с другом используют ф-ции перехода между ними. Если области определения U, U' двух карт имеют общие точки, то каждой такой точке $x \in U \cap U'$ сопоставляют два разл. набора координат $\{x^1, \dots, x^n\}$ и $\{x'^1, \dots, x'^n\}$. Тем самым определяются ф-ции перехода $x'^i = f^i(x^1, \dots, x^n)$, к-рые должны быть непрерывными. То же самое делают для каждой пары карт из атласа. M наз. дифференцируемым M (класса C^∞), если все возникающие при этом ф-ции перехода бесконечно дифференцируемы. Иногда требуют лишь дифференцируемости до порядка p (M класса C^p).

Напр., стандартная структура M на сфере S^2 (согласованная со структурой обьемлющего евклидова пространства R^3) задается атласом из 3 карт: сферич. координатами $\{\theta, \varphi\}$ вне полюсов, координатами $\{x, y\}$ в верх. полушаре и координатами $\{x, y\}$ в ниж. полушаре. При этом сфера оказывается (бесконечно) дифференцируемым M . Структуру M на S^2 можно определить эквивалентным атласом из 2 карт: $\{x, y\}$ в верх. полушаре и стереографич. координаты $\{\xi, \eta\}$ на всей сфере, за исключением северного полюса. Эквивалентность 2 атласов означает, что ф-ции перехода между любыми 2 картами обоих атласов дифференцируемы.

Дифференцируемые отображения. Наличие координат позволяет определить понятие дифференцируемой ф-ции на M , опираясь на известное понятие дифференцируемой ф-ции числовых переменных. Если ф-ция $z \rightarrow \varphi(z)$ задана в каждой точке $x \in M$, то в координатной окрестности $U \subset M$ её можно записать как ф-цию координат точки $\varphi(x^1, \dots, x^n)$. Если использовать каждую карту, входящую в атлас, приводит при этом к дифференцируемой ф-ции числовых переменных, и исходная ф-ция на M наз. дифференцируемой.

В приложениях часто рассматривают не только числовые ф-ции на M , но и отображения из одного M на другое, $\alpha: M \rightarrow N$. При этом многообразия M и N могут иметь любые размерности. Напр., параметризованную кривую на M можно считать отображением $t \rightarrow x(t)$ вещественной прямой R (область значения параметра) в данное M . Др. примером могут служить взаимно однозначные отображения M на себя, $\alpha: M \rightarrow M$, к-рые обычно наз. преобразованиями и M . Важную роль в физике играют преобразования симметрии.

Выбирая в многообразиях M и N системы координат $\{x^1, \dots, x^m\}$ и $\{y^1, \dots, y^n\}$, можно по отображению $\alpha: M \rightarrow N$ построить набор ф-ции числовых переменных: $y^i = \alpha^i(x^1, \dots, x^m)$, $i = 1, \dots, n$. Если при любом выборе карт в M и N эти ф-ции оказываются дифференцируемыми, то отображение α наз. дифференцируемым. Дифференцируемое отображение наз. диффеоморфизмом, если оно взаимно однозначно и обратное к нему также дифференцируемо. Важную роль играют диффеоморфизмы M на себя, называемые также дифференцируемыми преобразованиями M . В физ. приложениях возникают группы диффеоморфизмов (преобразований), сохраняющих ту или иную дополнит. матем. структуру на M .

Напр., преобразования, сохраняющие метрику риманова пространства, образуют группу его изометрий,

или движений. В частности, преобразования, сохраняющие метрику n -мерного евклидова пространства, наз. ортогональными и образуют группу $O(n)$. Дифференцируемое преобразование *симплектического многообразия*, сохраняющее *симплектическую структуру*, наз. симплектик. диффеоморфизмом. Если симплектик. структуру интерпретировать как гамилтонову структуру на фазовом пространстве, то симплектик. диффеоморфизм наз. каноническим преобразованием (см. *Гамильтоновы формализм*).

Дифференцируемое преобразование $\alpha: M \rightarrow M$ порождает некоторое преобразование α^* пространства всех дифференцируемых ф-ций на M . Ф-ции φ сопоставляется при этом новая ф-ция $\alpha^*\varphi$, значения к-рой находят по ф-ле $(\alpha^*\varphi)(x) = \varphi(\alpha^{-1}(x))$. В дальнейшем под отображениями всегда будут иметься в виду дифференцируемые отображения.

Векторные поля. Важную роль в матем. анализе играет операция дифференцирования. В евклидовом пространстве из-за существования выделенных декартовых координат достаточно удобным является дифференцирование по координатам. В произвольном M , где все координаты равноправны, вводят понятие инвариантного (не зависящего от выбора координат) дифференцирования. В результате возникают понятия касат. вектора и векторного поля, а также дифференцирования вдоль касат. вектора и вдоль векторного поля.

Если имеется 2-мерная поверхность в 3-мерном евклидовом пространстве, то в каждой точке можно провести к этой поверхности касат. вектор, а все векторы, касающиеся поверхности в данной точке, образуют касат. плоскость. В теории M понятие касат. вектора и касат. пространства необходимо определить внутр. образом, не обращаясь к вложению M в евклидово пространство. Для этого вектор, касающийся M в нек-рой точке, интерпретируют как задавший нек-рое направление в этой точке и скорость движения по этому направлению. Направление и скорость движения вдоль него можно охарактеризовать при помощи параметризов. кривой, целиком лежащей в M и проходящей через данную точку. Это и служит основой для определения касат. вектора в произвольном M .

Пусть на многообразии M задана гладкая кривая $t \rightarrow x(t)$, проходящая через точку $x \in M$, т. е. удовлетворяющая условию $x(0) = x$. Вводя в окрестности точки x систему координат, получим описание кривой при помощи числовых ф-ций $x^i(t)$, $i = 1, \dots, n$. Такая кривая определяет в точке x касательный вектор X , а числа $X^i = dx^i(t)/dt|_{t=0}$ являются компонентами этого вектора по отношению к данной системе координат. Разумеется, другая кривая, $t \rightarrow \tilde{x}(t)$, проходящая через точку x и касающаяся первой кривой в этой точке (т. е. такая, что $d\tilde{x}^i(t)/dt|_{t=0} = dx^i(t)/dt|_{t=0}$), определяет тот же самый касат. вектор. Поэтому вектор X соответствует целому пучку касающихся друг друга кривых. Все касат. векторы в данной точке $x \in M$ образуют *векторное пространство* размерности n , называемое *касательным пространством* T_x . Касат. вектор является геом. объектом, т. е. он не зависит от системы координат; его компоненты при переходе от одной координатной системы к другой преобразуются по закону

$$X^i = \sum_j X^j \partial x^i / \partial x^j.$$

Объединение всех касат. пространств T_x образует новое M , наз. касат. расслоением над первонач. M .

Касат. вектор $X \in T_x$ позволяет сопоставить каждой (дифференцируемой) ф-ции φ на M число $X\varphi = d\varphi(x(t))/dt|_{t=0}$, называемое производной ф-ции вдоль данного вектора. Через компоненты вектора эта производная выражается в виде $X\varphi = \sum_i X^i \partial \varphi / \partial x^i|_x$.

При переходе к др. системе координат это выражение

остается неизменным, в чём проявляется инвариантный характер понятия касат. вектора и дифференцирования вдоль него. При дифференцировании произведений двух ф-ций выполняется правило Лейбница:

$$X(\varphi\psi) = (X\varphi)\psi + \varphi(X\psi).$$

Если в каждой точке $x \in M$ задан касат. вектор $X(x) \in T_x$, то говорят, что на M задано векторное поле X . Если компоненты этого поля $X^i(x)$ являются гладкими ф-циями в любой карте из атласа, то векторное поле наз. дифференцируемым. Векторное поле X сопоставляет каждой ф-ции φ на M новую ф-цию $X\varphi$ со значениями $(X\varphi)(x) = X(x)\varphi$. Она наз. результатом дифференцирования ф-ции φ вдоль векторного поля X . Т. о., чтобы продифференцировать ф-цию вдоль векторного поля, нужно продифференцировать её вдоль каждого вектора $X(x)$, $x \in M$, и полученные числа считать значениями новой ф-ции. При этом дифференцируемая ф-ция переводится в гладкий векторный полем в дифференцируемую, причём выполняется правило Лейбница

$$X(\varphi\psi) = \varphi(X\psi) + \psi(X\varphi).$$

Векторное поле X как инвариантный (не зависящий от выбора координат) объект часто отождествляют с оператором дифференцирования вдоль этого поля. В нек-рой координатной окрестности U этот оператор представляют в виде $X|_U = \sum_i X^i \partial / \partial x^i$. При переходе к др. системе координат получается др. выражение $X|_{U'} = \sum_i X'^i \partial / \partial x'^i$. Однако на пересечении координатных окрестностей, $U \cap U'$, эти выражения совпадают благодаря закону преобразования компонент векторного поля $\sum_i X'^i \partial / \partial x'^i = \sum_i X^i \partial / \partial x^i$. Такое совпадение является отражением геом. (инвариантного) характера векторного поля и соответствующего дифференциального оператора.

Дифференциальные операторы, соответствующие двум векторным полям X и Y , можно прокоммутировать, полученный оператор $[X, Y] = XY - YX$ снова является дифференциальным, т. е. соответствует нек-рому векторному полю. Это векторное поле наз. коммутатором исходных векторных полей, его компоненты в нек-рой системе координат равны

$$[X, Y]^i = \sum_j (X^j \partial Y^i / \partial x^j - Y^j \partial X^i / \partial x^j).$$

Все (дифференцируемые) векторные поля образуют Ли-алгебру относительно операции коммутирования.

Группы преобразований. Векторное поле X задано в каждой точке M . Направление и скорость движения в этом направлении. Если двигаться в заданных направлениях с заданными скоростями, то все точки M будут постепенно перемещаться, т. е. определится семейство преобразований M , зависящее от параметра, α_1 , причём $\alpha_1 \alpha_1' = \alpha_1 t$, т. е. это семейство представляет собой однопараметрич. группу преобразований. В общем случае векторное поле определяет однопараметрич. группу преобразований лишь локально, т. е. в нек-рой окрестности каждой точки и для нек-рого интервала изменения параметра. Если группа определена глобально (на всём многообразии и для всех значений параметра), векторное поле наз. полным. На компактных M все гладкие векторные поля являются полными.

Обратно, если задана однопараметрич. группа преобразований $t \rightarrow \alpha_t$, то определяется векторное поле $X = d\alpha_t/dt|_{t=0}$. Дифференцирование вдоль такого поля описывается ф-лой

$$X(x)\varphi = d\varphi(\alpha_t(x))/dt|_{t=0}.$$

Связь между векторным полем и группой преобразований можно выразить в виде $\alpha_t' = \exp(-tX)$, где $X =$

дифференц. оператор, а эквипонента определена разложением в ряд. В этой ф-ле оператор X выступает как генератор однопараметрич. группы преобразований.

Группа преобразований α_t определяется для каждой точки $x \in M$ кривую $t \rightarrow x(t) = \alpha_t(x)$, к-рая проходит через эту точку и имеет в этой точке касат. вектор $X(x)$. Т. о., на M определяется семейство кривых, касательных к векторному полю X . В координатной окрестности U эти кривые являются решениями системы дифференц. ур-ий

$$dx^i(t)/dt = X^i(x^1(t), \dots, x^n(t)).$$

Если φ — ф-ция на M , то на кривой $t \rightarrow x(t)$ она превращается в ф-цию одного параметра, $t \rightarrow \varphi(x(t))$. Зависимость от этого параметра описывается тогда дифференц. ур-нем $d\varphi/dt = X\varphi$. Т. о., векторные поля позволяют инвариантным образом записывать дифференц. ур-ния на M .

Напр., фазовое пространство гамильтоновой системы с n степенями свободы представляет собой $2n$ -мерное M , в окрестности каждой точки к-рого можно ввести канонич. координаты $\{p_1, \dots, p_n, q^1, \dots, q^n\}$ (обобщенные импульсы и обобщенные координаты). Разл. канонич. координаты связаны канонич. преобразованиями. Динамика системы задается ф-цией Гамильтона H , определенной на фазовом пространстве. Векторное поле в этом пространстве, к-рое в канонич. координатах имеет вид

$$I = \sum_i \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial q^i} - \frac{\partial H}{\partial q^i} \frac{\partial}{\partial p_i} \right),$$

наз. гамильтоновым полем.

В каждой точке это поле касательно к интегральной кривой ур-ий Гамильтона, а соответствующая этому полю однопараметрич. группа преобразований фазового пространства, α_t , описывает эволюцию системы с течением времени. Если φ — ф-ция на фазовом пространстве, то её изменение с течением времени описывается ур-нием $d\varphi/dt = I\varphi$. Это ур-ние можно записать при помощи Пуассона скобок:

$$d\varphi/dt + \{H, \varphi\} = 0.$$

Преобразование M с естеств. образом определяет не только преобразование α^* ф-ций на этом M , но и преобразование α' векторных полей. Если векторное поле X соответствует однопараметрич. группе преобразований $t \rightarrow \alpha_t$, то новое поле $\alpha'X$ определяется группой $t \rightarrow \alpha_t \alpha'^{-1}$. Можно определить это поле и непосредственно, $\alpha'X = \alpha^* X \cdot (\alpha^*)^{-1}$, где векторные поля справа и слева следует понимать как дифференц. операторы в пространстве ф-ций.

Если векторное поле X порождено группой преобразований α_t , то коммутатор двух векторных полей можно выразить через эту группу:

$$[X, Y] = - \frac{d}{dt} \alpha'_t Y \Big|_{t=0}.$$

Напр., пусть G — группа Ли (см. *Группы Ли* и R_g, L_g — операторы (преобразования) правого и левого сдвига на ней, $R_g(g') = g'g$, $L_g(g') = gg'$). Тогда каждой однопараметрич. подгруппе $t \rightarrow g(t)$ в группе G соответствует однопараметрич. группа преобразований группы G , понимаемой как M , $t \rightarrow R_{g(t)}$. Эта группа в свою очередь порождает векторное поле $X = dR_{g(t)}/dt|_{t=0}$, инвариантное относительно левого сдвига (левонаривариантное), $L'X = X$. Все такие поля образуют алгебру Ли, изоморфную алгебре Ли группы G . Другую реализацию векторные поля группы G образуют все правонаривариантные векторные поля, порождаемые группами преобразований $t \rightarrow L_{g(t)}$.

Лит.: Н. Г. Мидлер К., Группы Ли и дифференциальная геометрия, пер. с англ., М., 1960; Бишоп Р., Кристенден Р., Геометрия многообразий, пер. с англ., М., 1967; Арнольд Л. В., И. Малъметские методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Дубровин В. А., Новиков С. П., Фомин А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Шутц Б., Геометрические методы математической физики,

пер. с англ., М., 1984; Рихтмайер Р., Придирини сопеременной математической физики, пер. с англ., т. 2, М., 1984; М. В. Менский.

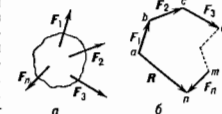
МНОГУГОЛЬНИК СИЛ — ломаная линия, к-рая строится для определения гл. вектора (геом. суммы) данной системы сил. При построении M с. для системы сил F_1, F_2, \dots, F_n (рис. а) от произвольной точки a откладывают в выбранном масштабе вектор ab , изображающий силу F_1 , от его конца откладывают вектор bc , изображающий силу F_2 , и т. д. и от конца n -предпоследней силы откладывают вектор mn , изображающий силу F_n (рис. б). Фигура $abc\dots mn$ наз. M с. Вектор an , соединяющий в M с. начало первой силы с концом последней, изображает геом. сумму R данной системы сил. Если точка a совпадает с a , M с. наз. замкнутым; в этом случае $R = 0$. Правило M с. может быть получено последоват. применением правила параллелограмма сил. Построением M с. можно пользоваться при графич. решении задач статики для системы сил, расположенных в одной плоскости.

МНОГОФАЗНОЕ ТЕЧЕНИЕ — течение смеси, в к-рой могут присутствовать газообразная, жидкая и твердая фазы неск. веществ. M т., как правило, является *неравновесным течением*. К M т. относят течение смеси газа с каплями и твердыми частицами одного или неск. веществ, смеси жидкости с твердыми частицами и газовыми пузырьками, смеси жидкости с каплями жидкости и газовыми пузырьками др. состава, смеси газов, жидкости и твердых частиц; течения композиц. материалов, водонасыщенных грунтов и т. п.

M т. — течение гетерогенных смесей в отличие от течения однородных по фазовому состоянию гомогенных смесей. Частный случай M т. — *двухфазное течение*, в к-ром присутствуют только две фазы вещества. Жидкие и твердые частицы, газовые пузыри в M т. могут различаться не только фаз. свойствами входящих в них молекул, но и скоростями, темп-рой и плотностью. При M т. происходят фазовые превращения: конденсация и испарение, плавление, кристаллизация, сублимация.

M т. по сравнению с гомогенным течением существенно сложнее. Так, при взаимодействии твердых или жидких частиц с газом возможно их ускорение или замедление, нагрев или охлаждение, что приводит к аэродинамич. дроблению, испарению, слиянию (коагуляции) жидких частиц, что в свою очередь оказывает воздействие на параметры газовой фазы. Эти же эффекты могут приводить к сепарации частиц разл. размеров, к повышенной концентрации их в разных областях течения и, наоборот, к полному отсутствию в других. Твердые частицы при взаимодействии могут упрямо и неупруго сталкиваться, дробиться и т. д. В потоках газа с твердыми и жидкими частицами, а также в парожидкостных потоках, движущихся в каналах, трубах и соплах реактивных двигателей и аэродинамич. труб, при M т. возможно образование пленок на стенках, срыв и осаждение капель и частиц на них, теплообмен между паром, каплями и пылью. Твердые или жидкие частицы могут попадать на стенки, оседать на них либо отражаться и вновь попадать в поток. При взаимодействии частиц со стенками возможны динамич. и тепловые разрушения последних (эрозия).

Т. о., при M т. происходит чрезвычайно сложное взаимодействие фаз, сопровождающееся реальными фаз.-хим. процессами, изменяющими состав, газодинамич. и термодинамич. параметры каждой из фаз, их массовую долю и размеры включений (жидких либо твердых частиц, пузырьков). При взаимодействии фаз происходит обмен массой, импульсом и энергией. При M т. процессы диффузии, вязкого взаимодействия, тур-



булентности, распространения звука, излучения, ударных волны существенно иные, чем при течении однородных смесей.

При матем. описании многофазной сплошной среды используются законы сохранения массы, импульса и энергии для каждой из фаз и смеси в целом, записанные в интегральной или дифференц. формах, применяя при этом понятие о многоскоростном континууме с взаимопроницающим движением составляющих. Многоскоростной континуум представляет собой совокупность N континуумов, каждый из к-рых относится к своей составляющей смеси и заполняет одна и та же объём, аналит. смесью. Для каждого из этих составляющих континуумов в каждом потоке определяются плотность, скорость, а также и др. параметры. Тогда в каждой точке объёма, занятого смесью, будет определено N плотностей, темп-р и скоростей. Так, при течении газа с жидкими или твёрдыми частицами группы частиц разл. размеров с разными физ. свойствами образуют многоскоростной континуум в соответствии с числом таких групп.

Для полного описания движения многофазной среды необходимы ещё термич. и калорич. ур-ния состояния, позволяющие выразить тензор напряжения и внутр. энергию через остальные параметры смеси и некие-р физ.-хим. константы. При решении конкретных задач следует использовать также соотношения, определяющие параметры массового, силового и энергетич. взаимодействия между фазами. К числу таких соотношений относят, напр., соотношения, позволяющие определять скорость возникновения жидкой фазы при конденсации, сопротивление частиц при их обтекании, законы слияния и дробления жидких частиц, скорость кристаллизации и т. д.

М. т. имеют место в метеорологич. процессах, авиации, технол. процессах, энергетике и т. д.

Лит.: Крайнов А. Н. и др., Механика многофазных сред, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика, т. 6, М., 1972. У. Г. Пурдом.

МНОГОФОТОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ а т о м а (молекулы) — образование иона в результате поглощения в одном элементарном акте одновременно неск. фотонов. М. и. является частным случаем более общего процесса *многофотонного поглощения*, включающего ещё и многофотонное возбуждение атома, и многофотонную диссоциацию молекул. М. и. происходит при энергии фотона $h\omega < V_{и}$ ($V_{и}$ — *ионизационный потенциал*), когда процесс одnofотонной ионизации (фотоионизации) невозможен, но суммарная энергия поглощённых m фотонов $m h\omega \geq V_{и}$. Целая часть величины $\langle \frac{V_{и}}{h\omega} + 1 \rangle$ вна. степенью многофотонности (степенью нелинейности) процесса М. и. Многофотонная ионизация является одним из предельных случаев единого процесса перехода электрона из связанного состояния в атоме в свободное под действием переменного эл-трич. поля при $h\omega < V_{и}$ (др. предельный случай — *туннельный эффект*). Переход электрона в свободное состояние при поглощении m фотонов происходит не по реальным связанным возбуждённым состояниям — уровням энергии ϵ_i в спектре атома (такие переходы невозможны ни при какой энергии фотонов ввиду ангармоничности атомного спектра), а с нарушением закона сохранения энергии в соответствии с *неопределённости соотношением* $\Delta E \Delta t \geq h$.

Вероятность w одноврем. поглощения атомом m фотонов при М. и. связана с интенсивностью излучения I степенным соотношением $w = \alpha_m I^m = \alpha_m E^{2m}$, т. е. резко зависит от напряжённости эл-трич. поля E световой волны. Т. о., М. и. — нелинейная (по интенсивности излучения) ионизация. Сечение М. и. α_m определяется свойствами конкретного ионизируемого атома (молекулы), частотой и поляризацией ионизирующего излучения. Для расчётов величин α_m типичных нестационарных возмущений теорит. Тщательный вид зависимости $\alpha_m(\omega)$ приведён на рис. 1. Резонансные мак-

симумы обусловлены реализацией промежуточных резонансов между частотой излучения (энергией фотона $h\omega$) и энергией переходов из основного в возбуждённые состояния в спектре атома (молекулы). В слабом поле возмущающего излучения резонансные частоты определяются спектром атома. В сильном поле энергии пере-

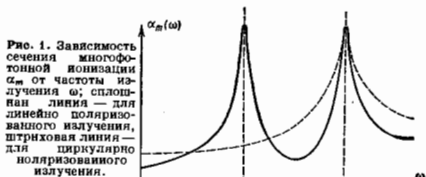


Рис. 1. Зависимость сечения многофотонной ионизации α_m от частоты излучения ω ; сплошная линия — для линейно поляризованного излучения, штриховая линия — для циркулярно поляризованного излучения.

ходов изменяются из-за динамич. поляризуемости атома (*Штарка эффект* в переносном поле). Для большинства частот излучения, когда промежуточные резонансы не возникают, процесс М. и. ваз. прямым (рис. 2, справа); при наличии промежуточного резонанса с некими возбуждённым состоянием ϵ_p — резонанс ϵ_p и ϵ_p (рис. 2, слева). Вероятность прямого процесса М. и. описывается приведённым выше степенным соотношением; вероятность резонансного процесса определяется свойствами резонансного состояния.

М. и. не имеет порога по интенсивности излучения, однако для реализации достаточно большой вероятности М. и. необходима очень большая интенсивность излучения, достижимая лишь при использовании *лазеров*. Процесс М. и. большинства атомов, а также молекул детально изучен экспериментально. Методом нестационарной теории возмущений выполнено

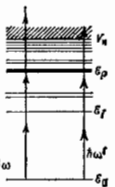


Рис. 2. Схема процесса многофотонной ионизации: справа — прямой процесс; слева — резонансный.

большое число расчётов сечений М. и. Результаты расчётов удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов.

М. и. характерна для взаимодействия интенсивного лазерного излучения с разреженными газами; в плотных газах при давлениях от неск. торр и выше происходит лавинная ионизация (см. *Лавина электронная*).

Большая вероятность М. и. при больших интенсивностях излучения приводит к отсутствию красной границы ($\omega = U_{и}/h$) при взаимодействии излучения (в част. случаи, света) с газами, т. е. к отсутствию области прозрачности за счёт появления многофотонного поглощения излучения.

Резонансный процесс М. и. лежит в основе метода многофотонной резонансной спектроскопии, к-рый характеризуется высокой селективностью по частоте и большой эффективностью регистрации.

Процесс М. и. в твёрдых телах ваз. *многофотонным фотоэффектом*.

Лит.: Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Атом в сильном световом поле, 2 изд., М., 1984; Рапопорт Л. П., Зиновьев А. М. и Иванов Н. Л., Теория многофотонных процессов в атомах, М., 1978; Делоне Н. В., Взаимодействие лазерного излучения с веществом, М., 1989. Н. Б. Делоне. **МНОГОФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ** — процесс взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом, при к-ром в одном элементарном акте поглощаются несколько (m) фотонов; в среде при этом совершается многофотонный (m -фотонный) квантовый переход из нач. состояния $|1\rangle$ с энергией ϵ_1 в состояние $|2\rangle$ с энергией ϵ_2 (рис. 1). Проявляется М. п. в ослаблении падающих

потоков излучения и в соответствующем возбуждении облучаемого вещества. Процесс, обратный М. п., — многофотонное индукции, испускание под действием того же излучения, сопровождающееся квантовым переходом в атоме вещества из возбуждённого состояния [2] в нижнее [1].

Состояние [2] может относиться как к дискретному, так и к непрерывному спектру. Если [2] принадлежит ионаизац, континууму атома или молекулы, то результатом М. п. является *многофотонная ионизация*; если же [2] относится к непрерывному спектру колебат.

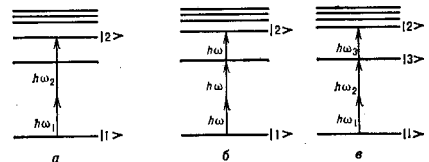


Рис. 1. Примеры процессов многофотонного поглощения: а — двухфотонное поглощение; б — вырожденное по частоте трёхфотонное поглощение; в — трёхфотонное поглощение при наличии промежуточного двухфотонного резонанса.

состояний молекулы, то следствием М. п. является *красная многофотонная диссоциация*.

Для описания процессов М. п. используют квантово-механическую *возмущенную теорию*. Если падающее излучение содержит монохроматич. компоненты на частотах $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_m$ с интенсивностями I_1, I_2, \dots, I_m соответственно, то для вероятности m -фотонного перехода из состояния [1] в состояние [2] теория возмущений даёт:

$$W_{12}^{(m)}(\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_m) \propto |Q_{12}^{(m)}|^2 I_1 I_2 \dots I_m g(\Delta). \quad (1)$$

Здесь $\Delta = \omega_{21} - \sum_{i=1}^m \omega_i$ — разность собств. частоты

$\omega_{21} = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/\hbar$ и суммы частот поглощаемых фотонов; ф-ция $g(\Delta)$ отражает резонансный характер М. п. Для переходов между дискретными уровнями часто применима аппроксимация: $g(\Delta) = \gamma_{21}/(\Delta^2 + \gamma_{21}^2)$, где γ_{21} — однородная полуширина перехода. Т. п. составной матричный элемент $Q_{12}^{(m)}$ в теории многофотонных процессов аналогичен матричным элементам переходов для одnofотонного поглощения и испускания. Наиб. простой вид $Q_{12}^{(m)}$ принимает для нашего из процессов М. п. — двухфотонного поглощения ($m = 2$); в электродипольном приближении

$$Q_{12}^{(2)} = \frac{1}{\hbar} \sum_n \left[\frac{(d_{1n} \cdot e_1)(d_{n2} \cdot e_2)}{\omega_{n1} - \omega_1} + \frac{(d_{1n} \cdot e_2)(d_{n2} \cdot e_1)}{\omega_{n1} - \omega_2} \right]. \quad (2)$$

где d_{ij} — матричные элементы оператора дипольного момента, e_i — орт-вектор поляризации полей на частотах ω_i . Суммирование в (2) производится по всем промежуточным состояниям n .

Ф-лы типа (1) и (2) для двухфотонного поглощения были получены М. Гейперт-Майер (М. Goerpert-Mayer) ещё в 1931, однако экспериментально этот эффект был обнаружен только после создания лазеров, т. к. интенсивности обычных источников излучения недостаточны для его регистрации.

Из (1), (2) следуют осп. особенности М. п. 1) Правила отбора для М. п. определяются составным матричным элементом $Q_{12}^{(m)}$ и отличаются от таковых для одnofотонного поглощения. Так, в дипольном приближении двухфотонные переходы разрешены между состояниями одинаковой чётности, тогда как одnofотонные — между состояниями разной чётности (см. *Отбора правила*).

Для атомов с одним валентным электронным орбиталю для орбитальному (L) и магнитному (M) квантовым числам имеют вид:

$$\Delta L = -m, -m + 2, \dots, m - 2, m;$$

$$\Delta M = q_1 + q_2 + \dots + q_m,$$

где $q_i = 0, \pm 1$ для линейной (0) π , правой (+) и левой (−) круговой σ^\pm поляризации излучения. Благодаря иным правилам отбора спектры М. п. содержат новую информацию о веществе, отсутствующую в спектрах одnofотонного поглощения (рис. 2).

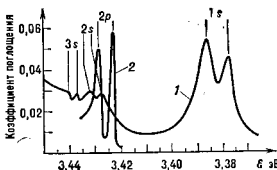


Рис. 2. Спектры одnofотонного (кривая 1) и двухфотонного (2) поглощений в ZnO. Согласно правилам отбора, в одnofотонном спектре возникают только s -виситные линии, в двухфотонном — только p -виситные линии.

2) Мощность, поглощаемая на частоте ω_i единицей объёма, равна $P_i = \hbar\omega_i W_{12}^{(m)}(N_1 - N_2)$ ($N_{1,2}$ — плотность числа частиц в ниж. и верх. состояниях) и является величиной ф-цией интенсивности падающего излучения. В частности, если имеет место m -фотонное поглощение из одного монохроматич. пучка с интенсивностью I и изменением населённости N_i можно пренебречь, то $P \propto I^m$.

3) М. п. существенно зависит от поляризации излучения. Эта зависимость полностью определяется составным матричным элементом $Q_{12}^{(m)}$ и имеет место даже в изотропных средах и в средах с кубич. симметрией (индукции, анизотропия).

4) Скорость М. п. резко возрастает, если хотя бы одна из частот излучения приближается к резонансу с переходом в промежуточное состояние или осуществляется промежуточный многофотонный резонанс.

5) В газовых средах, когда существует вклад в уширение линий даёт *Доплера эффект*, М. п. зависит от взаимной ориентации волновых векторов k_i падающего излучения. Атом (или молекула), движущийся со скоростью v , воспринимает частоту падающей световой волны, изменённую за счёт линейного эффекта Доплера на величину $-k \cdot v$. Суммарный доплеровский сдвиг для всех волн, участвующих в М. п., равен $-\sum_{i=1}^m k_i \cdot v$, т. е. пропорционален длине суммарного волнового вектора падающих волн $\sum_{i=1}^m k_i$. Очевидно, что соответствующим образом направлений распространения световых потоков можно существенно уменьшить влияние эффекта Доплера либо полностью его исключить, если $\sum_{i=1}^m k_i = 0$.

Для двухфотонного поглощения это достигается в случае встречных световых потоков с одинаковой частотой и используется в *нелинейной спектроскопии* сверхвысокого разрешения атомов и молекул.

Эффекты распространения монохроматич. эл.-магн. волн в условиях М. п. удобно описывать с помощью тензора *нелинейной восприимчивости* $\chi^{(2m-1)}(\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_m)$ (ранг тензора — $2m$; см. *Нелинейная оптика*). Мнимая часть этого тензора $\text{Im}\chi^{(2m-1)}$ ответственна за затухание волн в условиях m -фотонного поглощения; соответственно $\text{Re}\chi^{(2m-1)}$ характеризует нелинейное изменение показателей преломления под действием падающих волн.

Распространение излучения в условиях М. п. описывается системой нелинейных уравнений для амплитуд (или интенсивностей) отд. потоков. Если на входе в среду интенсивность одного из потоков I_{m_0} мала по сравнению с интенсивностью остальных, то затухание его на расстоянии z дается ф-лой:

$$I_m = I_{m_0} \exp(-\chi_m I_1 I_2 \dots I_m - z),$$

т. е. имеет вид, аналогичный закону Бугера для однофотонного поглощения. Здесь χ_m — коэф., пропорциональный $\text{Im}\chi^{(2m)}$ на частоте ω_m . При вырожденном по частоте двухфотонном поглощении из одного монохроматич. пучка ($2\omega = \omega_{21}$) затухание носит гиперболич. характер:

$$I = \frac{I_0}{1 + \chi_2 I_0 z}, \quad \chi_2 = \frac{8\pi^2 \omega_0}{c^2} \text{Im}\chi^{(3)}(\omega)$$

(n — показатель преломления).

Как видно из приведённых ф-л, М. п. увеличивается с ростом интенсивности падающего излучения. Этим объясняется т. н. эффект затенения: вещества, прозрачные для слабых потоков излучения данной частоты, при увеличении интенсивности могут оказаться сильно поглощающими за счёт возрастания М. п. Дальнейшее увеличение интенсивности может вызвать просветление вещества, связанное с насыщением многофотонного перехода (см. *Насыщения эффект, Просветления эффект*).

Наиб. высокие интенсивности требуются для наблюдения двухфотонного поглощения ($m = 2$). Напр., для межзонных переходов в полупроводниках и диэлектриках $\chi_2 \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ см²/Вт, т. е. заметное ослабление пучка за счёт двухфотонного поглощения достигается при интенсивностях $\sim 10^9 \div 10^8$ Вт/см². Однако, если регистрировать М. п. косвенными методами, напр. по измерению интенсивности люминесценции, возбуждаемой многофотонным поглощением, то в ряде случаев достаточными оказываются интенсивности падающего излучения $\sim 1 \div 10^3$ Вт/см².

Для регистрации М. п. используются также фотоионизация атомов и молекул с уже возбуждённого уровня, эффект многофотонной фотопроводимости и ряд др. методов.

В поле коротких импульсов, длительность к-рых меньше времени релаксации квантового перехода между уровнями |1> и |2>, при М. п. возможно проявление нестационарных когерентных эффектов, таких, как *затухание свободной поляризации, оптическая нутация, самоиндуцированная прозрачность*.

Процессы М. п. очень важны в квантовой электронике, нелинейной оптике, фотохимии и т. д. Они используются для оптич. накачки лазерных сред, измерения длительности коротких световых импульсов, управления параметрами лазерного излучения, селективного воздействия на атомы и молекулы при лазерном разделении изотопов. На основе М. п. разработана целый ряд методов нелинейной спектроскопии, к-рые широко применяются для исследования квантовых переходов в атомах и молекулах, энергетич. спектра возбужденных в полупроводниках и т. д.

Lum. G. B r e t t - M a y e r M., Über Elementarakte für multiphoton Einfluss- und Kondensationsmaschinen, «Ann. Phys.» 1931, Bd 9, S. 273; K i s e l o w, B r e t t C., Two-photon excitation in CaF₂, Eu²⁺, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 229; D i e g e r R. и др., Two-photon magnetooptics in ZnO²⁺, «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 922; В р е д я к и н В. И., Г а л а и н М. Д., Г р е к и н В. Н., Двухфотонное поглощение и оптоэлектроника, «УФН», 1973, т. 110, с. 3; Л о у д о н Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Д е с о х о в Б. С., Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М., 1983; Ш е й н Я. Р., Физика нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1989.

К. Н. Дробочев.

МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ — процессы взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом, при к-рых в одном элементарном акте происходит поглоде-

ние или испускание (или и то и другое) неск. фотонов. При этом в вещество совершается многофотонный переход между квантовыми состояниями |1> и |2>, причём разность энергий конечного |2> (ϵ_2) и начального |1> (ϵ_1) состояний равна разности энергий поглощённых и испущенных фотонов.

В рамках квантовой механики теория возмущений многофотонный переход из нач. состояния |1> в конечное |2> трактуется как результат последовательности однофотонных квантовых переходов через промежуточные виртуальные состояния (см. *Возмущений теория*). При М. п. населённость промежуточных уровней энергии не меняется, в отличие от ступенчатых (каскадных) процессов, при к-рых переход в состояние |2> совершается в результате двух или более элементарных актов взаимодействия.

Возможность тех или иных М. п. определяется *отбора правилами* для соответствующих многофотонных переходов. Эти правила существенно отличаются от таковых для однофотонных процессов поглощения и испускания. Напр., однофотонные элктрич. дипольные переходы между состояниями с одинаковой чётностью запрещены правилами отбора, в то же время такой запрет по чётности отсутствует для многофотонных переходов между этими состояниями с участием чётного числа фотонов.

М. п. составляют физ. основу широкого круга разнообразных эффектов, проявляющихся в изменении характеристик эл.-магн. излучения, а также свойств и состояния вещества. К ним относятся *многофотонное поглощение* и испускание, *многофотонная ионизация атомов* и молекул, *многофотонный фотоэффект*, широкий класс процессов рассеяния света и т. п. Каждый фотон, возникающий при М. п., может испускаться либо спонтанно, либо под действием внеш. излучения. В соответствии с этим М. п. делится на спонтанные и вынужденные (индуцированные), также, как спонтанное и вынужденное рассеяние света, спонтанное и вынужденное многофотонное излучение (см. также *Комбинационное рассеяние света, Манделштама — Бриллюэна рассеяние*).

М. п., при к-рых конечное квантовое состояние |2> соответствует многофотонного перехода совпадает с исходным |1>, наз. когерентными, т. к. в этом случае фазы взаимодействующих волн оказываются жестко связанными между собой. К когерентным М. п. относятся генерация гармоник, процессы сложения и вычитания частот оптич. излучения, параметрич. генерация и усиление и т. п. (см. *Нелинейная оптика*).

Количеством характеристичной m -фотонного процесса может служить вероятность соответствующего m -фотонного перехода W_m . Для вынужденных М. п. в поле монохроматич. потоков излучения с частотами $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_m$ вероятность W_m можно представить в виде: $W_m = A_m n_1 n_2 \dots n_m$, где n_1, n_2, \dots, n_m — плотности числа фотонов с соответствующими энергиями $\hbar\omega_1, \hbar\omega_2, \dots, \hbar\omega_m$. Т. о., скорость вынужденных М. п. является нелинейной ф-цией интенсивности падающего поля. Константа A_m зависит от вида энергетич. спектра поглощения вещества, типа М. п., частоты и поляризации падающего излучения. Если, напр., к-л. из частот возбуждающего излучения или их комбинация оказываются близкой к частоте перехода из начального в промежуточное квантовое состояние, то величина A_m , а следовательно, и вероятность W_m резонансным образом возрастает. При этом резко возрастает и скорость соответствующих ступенчатых процессов. Т. о., наличие промежуточных резонансов ведёт к одноврем. проявлению многофотонных и ступенчатых процессов. Такая ситуация имеет место, напр., в случае резонансной флуоресценции, резонансного комбинац. рассеяния, резонансной многофотонной ионизации и т. д.

Довольно часто встречается ситуация, когда между уровнями |1> и |2> возникает неск. каналов перехода. Напр., если в спектре действующего излучения содер-

жатся компоненты с такими частотами, что $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 - \omega_4 = \omega_{21} = (E_2 - E_1)/h$, то возбуждение уровня [2] происходит как за счёт двухфотонного поглощения квантов с частотами ω_1 и ω_2 , так и за счёт комбина. взаимодействий излучений на частотах ω_3 и ω_4 . Аналогично, при генерации третьей гармоники в условиях трёхфотонного резонанса ($\omega_3 = 3\omega_1 = \omega_{21}$) наряду с трёхфотонным поглощением излучения с частотой ω_1 , присутствуют также однофотонное поглощение квантов гармоники (ω_3), возбуждающее уровень [2]. В этих и подобных случаях полная вероятность перехода между состояниями [1] и [2] W_{12} определяется суммой амплитуд вероятностей перехода по каждому из каналов f_{12}^i , т. е.

$$W_{12} = |\sum_i f_{12}^i|^2 \text{ и, следовательно, зависит от соотношения}$$

фа между этими каналами. При этом возможно интерференционное усиление или ослабление (вплоть до полного подавления) всех одновременно действующих М. п. на этом переходе, а также сопутствующих им процессов, стартующих с уровня [2] (см. *Проектная аффект*).

Отношение вероятности М. п. с участием m фотонов к вероятности М. п. с участием $(m-1)$ фотонов по порядку величины равно $(E/E_{ат})^2$, где E — амплитуда напряжённости электрич. поля излучения, $E_{ат}$ — ср. напряжённость внутриатомного электрич. поля ($E_{ат} \approx 10^8 - 10^9$ В/см). При $E \ll E_{ат}$ с увеличением числа фотонов, участвующих в элементарном акте, вероятность М. п. резко снижается. Поэтому до появления лазеров кроме однофотонных наблюдались лишь двухфотонные процессы при рассеянии света: рассеяние Магделъштама — Бриллюана, комбинационное рассеяние света и т. п. Высокие интенсивности излучения, получаемые с помощью лазеров, позволяют наблюдать М. п. вплоть до $m \geq 10$.

При больших интенсивностях излучения М. п., возможные в данном веществе, в значит. мере определяют оптич. свойства этого вещества. Так, при достаточно высокой интенсивности падающего лазерного излучения прозрачные вещества могут стать непрозрачными за счёт процессов многофотонного поглощения. М. п. составляют физ. основу широкого круга нелинейных оптич. явлений. На их наблюдении часто базируется большинство методов *нелинейной спектроскопии*.

Литт.: В о н ч - В р у е в и ч А. М., Х о д о в о й В. А., Многофотонные процессы, «УФН», 1965, т. 85, в. 1; Л о у д о н Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1978; А л а н с е в и ч П. А., Основы теории взаимодействия света с веществом, Мюнх., 1977; Д е л о н о Н. В., К р а в ч о в В. П., Атом в сильном световом поле, 2 изд., М., 1984; Д р а б о в и ч К. Н. и др., Интерференционные эффекты в нелинейных резонансных процессах, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1989, т. 53, в. 4, с. 782.

МНОГОФОТОННЫЙ ФОТОЭФФЕКТ — термин, объединяющий ряд *фотоэлектрических явлений*, при к-рых изменение электропроводности, возникновение эдс или эмиссия электронов происходят вследствие поглощения электроном вещества (т. е. в связанном состоянии) двух или более фотонов в одном элементарном акте. Практически все разновидности *фотоэффекта* (внутренний, внешний, внешний) имеют свой многофотонный вариант, отличающийся тем, что электроны вещества приобретают необходимую энергию в процессе *многофотонного поглощения*, в то время как при «обычном» фотоэффекте требуется возбуждение электронов достигается за счёт однофотонного поглощения. Это обстоятельство обуславливает гл. особенности М. ф.: 1) М. ф. наблюдается при достаточно высоких интенсивностях I падающего излучения, достигаемых лишь с помощью лазеров; 2) величина фотоотклика вещества (фотоэдс, фототок) при М. ф. пропорциональна I^m , где m — порядок фотоэффекта, т. е. число фотонов, поглощаемых в одном акте; 3) зависимость М. ф. от частоты излучения отражает спектральные характеристики многофотонного поглощения.

Наиб. часто термин «М. ф.» употребляется по отношению к многофотонному внеш. фотоэффекту — многофотонной ионизации атомов и молекул в газах и многофотонной эмиссии электронов из конденсиров. сред. В этом случае энергия m поглощаемых фотонов ($m h \nu$) затрачивается на преодоление энергии связи электрона в атоме или *работы выхода* электрона из вещества в вакуум или др. вещество.

В результате М. ф. при высоких интенсивностях излучения исчезает т. н. красная граница фотоэффекта: если энергии одного фотона $h\nu$ недостаточно для преодоления работы выхода A , то эмиссия электронов может происходить за счёт m -фотонного поглощения.

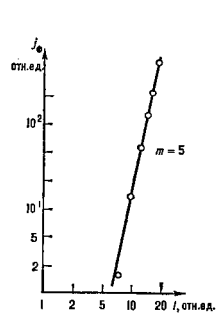


Рис. 1. Пятифотонная фотоэмиссия из золота под действием пикосекундных импульсов неодомового лазера.

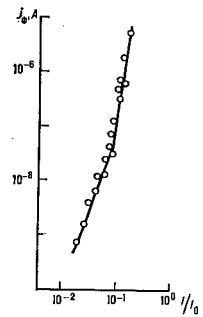


Рис. 2. Фототок под действием наносекундных импульсов рубинового лазера (наход из золота), $I_0 = 14$ МВт/см².

Фототок I_0 при m -фотонной эмиссии электронов $I_0 = I_{1m}^m$ (рис. 1), где I_{1m} — константа, определяемая структурой вещества, частотой и поляризац. излучения. Соответственно квантовый выход М. ф. пропорционален I^{m-1} , т. е. в отличие от однофотонной эмиссии зависит от интенсивности света.

Для поверхностного М. ф. в металлах характерна также более резкая поляризац. зависимость фототока: $I_0 \propto \sin^2 \theta \sin^{2m} \psi$, где θ — угол падения, ψ — угол между вектором напряжённости электрич. поля сетевой волны и плоскостью падения (см. *Металлооптика*).

Так как М. ф. может быть только при высоких интенсивностях падающего излучения, то его наблюдение в «чистом виде» возможно лишь при специально выбранных условиях эксперимента, исключающих влияние маскирующих факторов. Основным таким фактором, напр. в случае многофотонной фотоэмиссии, является термозлектронная эмиссия, обусловленная нагревом вещества под действием интенсивного светового излучения. На рис. 2 перегиб в зависимости фототока от интенсивности излучения объясняется тем, что осн. вклад при $I < 1$ МВт/см² даёт фототок трёхфотонной эмиссии, а при $I > 1$ МВт/см² — термоэмиссионный ток.

Для исключения маскирующих эффектов при М. ф. используются импульсы света пико- и фемтосекундной длительности.

Литт.: В о д н о в Д. К., Действие мощного лазерного излучения, пер. с англ., М., 1974; А н и с и м о в С. И., В и д е р с к и в В. А., Ф а р н а ш Д., Нелинейный фотоэлектрический эффект в металлах под действием лазерного излучения, «УФН», 1977, т. 122, с. 185.

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ — число вторичных адронов (n), рождающихся в одном акте взаимодействия частиц высоких энергий. При определ. энергии первичных частиц M сильно варьирует. Напр., при полной энергии в системе центра инерции (с. ц. и.) $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (ус-

коритель со встречными пучками протонов и антипротонов в ЦЕРНе) зарегистрированы события с М. вторичных заряд. Частот (n_{ch}) от 2 до 80, тогда как с р е д я я М. (n_{ch}) = 27(2) много меньше максимально возможного числа вторичных частиц, разрешенного законом сохранения энергии. Средняя М. ($n_{ch}(s)$) в адронных взаимодействиях медленно растёт с увеличением энергии и описывается зависимостью:

$$\langle n_{ch}(s) \rangle = a_1 + b_1 \ln s + c_1 (\ln s)^2, \quad (1)$$

где $a_1 = 0,88(10)$, $b_1 = 0,44(05)$ и $c_1 = 0,118(6)$ для $\sqrt{s} \geq 5$ ГэВ. Так, в интервале энергий в с. п. от 5 ГэВ до 540 ГэВ (n_{ch}) меняется от 5 до 27 (рис. 1).

В процессах аннигиляции адронов и позитронов в адроны, $e^+e^- \rightarrow hX$ (где h — наблюдаемый адрон, X — совокупность остальных частиц), обнаружен более быстрый рост

$$\langle n_{ch}(s) \rangle = n_0 + a \exp[b \sqrt{\ln(s/\Lambda^2)}], \quad (2)$$

где $\Lambda = 0,3$ ГэВ, $n_0 = 2,0(2)$, $b = 1,9(2)$, $a = 0,027(10)$ для интервала \sqrt{s} от 2 до 40 ГэВ (рис. 2).

В то же время зависимость (n_{ch}) от s примерно одинакова во всех типах процессов, если учесть, что в адронных соударениях б. ч. энергии тратится на образование т. н. лидирующих частиц (уносящих в ср. ок. 0,5 ч. энергии). Вероятность рождения n_{ch} частиц, k -рая является одной из существ. характеристик *множественных процессов*, удовлетворительно описывается выражением:

$$P(n_{ch}, s) \approx \psi(n_{ch} / \langle n_{ch}(s) \rangle) / \langle n_{ch}(s) \rangle, \quad \text{где}$$

$$\psi \approx \pi \langle n_{ch} / \langle n_{ch}(s) \rangle \rangle \exp(-1/4 \pi^2 \frac{n_{ch}^2}{\langle n_{ch}(s) \rangle^2}),$$

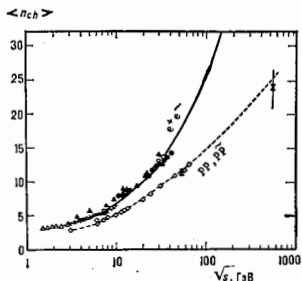


Рис. 2. Зависимость средней множественности заряженных частиц (n_{ch}) от полной энергии в системе центра инерции \sqrt{s} для взаимодействий pp и p-pbar (пунктирная линия — формула (1)) и для e^+e^- (сплошная линия — формула (2)).

для $\sqrt{s} \geq 10$ ГэВ и разл. типов первичных частиц и явно не зависит от энергии — т. п. скейлинг по множественности, или КНО-скейлинг (по имени Кобы (Z. Koba), Нильсена (H. B. Nielsen) и Олесена (P. Olesen)).

Лит.: Г р и н и В. Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. М., 1982; Фейнберг Е. Л., Термодинамические фейрболы, «УФН», 1983, т. 139, с. 3; Мурьян В. С., Сарычев А. Л., Взаимодействия адронов высоких энергий. М., 1983. В. Г. Гринин. **МНОЖЕСТВЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ** — рождение большого числа вторичных адронов в одном акте взаимодействия частиц при высокой энергии. М. п. особенно характерны для столкновений адронов, и при энергиях выше неск. ГэВ они доминируют над процессами одиночного рождения частиц. М. п. наблюдаются и в соударениях др. частиц: в процессах аннигиляции электронов и позитронов в адроны и в *слабо неупругих процессах* взаимодействия лептонов с нуклонами. Впервые М. п. наблюдалась в *космических лучах*; детальное их исследование началось после создания ускорителей заряд. частиц высоких энергий. Наиб. полно они изучены в т. н. мягких адрон-адронных взаимодействиях, в к-рых характерные поперечные к осн соударения импульсы вторичных частиц не превышают 1 ГэВ [1, 2]. Исследования М. п. существенно для выяснения структуры адронов и построения теории сильного взаимодействия. Особенно важно установление осн. закономерностей переходов *кварков и глюонов* в адроны, к-рые определяют неизвестным пока механизмом удержания (конфайнмента) кварков в *квантовой хромодинамике* (КХД) (см. *Удержание цвета*).

Из-за большого числа вторичных частиц (большой *множественности*) осн. метод изучения М. п. — инклюзивный (см. *Инклюзивный процесс*) [3]. Исследуются характеристики процессов: $ab \rightarrow cX$, $ab \rightarrow c_1c_2X$ в зависимости от энергии и типа первичных (a, b) и вторичных (c_1 , c_2) частиц (X — совокупность остальных, не регистрируемых частиц). По этим процессам получены данные вплоть до полной энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ в системе центра инерции (с. п. и.).

Состав и множественность вторичных адронов. В мягких адронных соударениях среди вторичных доминируют частицы ($\tau \geq 10^{-13}$ с), к-рые регистрируются эксперим. установками, доминируют пионы. Их доля несколько уменьшается от 0,9 до ~ 0,8 при увеличении энергии \sqrt{s} от 60 до 540 ГэВ. В этом же интервале энергий доля К-мезонов растёт от 0,06 до 0,12, а доля барионов и антибарионов — от 0,04 до 0,09. Вместе с тем эти долгоживущие адроны часто ($\geq 80\%$) являются продуктами распада короткоживущих ($\tau \leq 10^{-23}$ с) *резонансов*. Выделение этих состояний крайне сложно при большой множественности. Состав их в первом приближении соответствует рождению адронов *изотопически мультиплетами* (за исключением странных и очарованных частиц). С увеличением поперечных импульсов вторичных частиц до 5–10 ГэВ и в e^+e^- -аннигиляции доли пионов уменьшается до 0,55, а доля К-мезонов и пар нуклов — антинуклов увеличивается соответственно до 0,27 и 0,18. Ср. множественность пионов ($\langle n(\pi) \rangle$) медленно растёт с увеличением энергии ($\sim \ln^2 s$), в то время как $\langle n(K) \rangle$ и $\langle n(B) \rangle$ растут значительно быстрее, что связано с открытием новых каналов их образования (\bar{B} — антибарион).

Распределение адронов по поперечному импульсу. Одной из главных закономерностей М. п. является относительно небольшая величина поперечных импульсов (p_{\perp}) вторичных частиц. Ср. поперечный импульс ($\langle p_{\perp} \rangle$) вторичных адронов значительно меньше их полного импульса ($\langle p_{\perp} \rangle \approx \sqrt{s} / \langle n \rangle$) и очень медленно растёт с энергией (используется система единиц, в к-рой скорость света $c = 1$); напр., он увеличивается от 0,360(10) ГэВ при $\sqrt{s} \approx 20$ ГэВ до 0,420(30) ГэВ при

$\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Поэтому вторичные частицы вылетают резко направленными и сжимаются по мере роста энергии потоками вдоль направления движения сталкивающихся частиц — т. е. *струями адронными* (в с. п. и. — вперёд и назад, в лаб. системе — по направлению движения вылетающей частицы). При высоких энергиях с небольшой вероятностью ($\leq 0,01$) рождаются также адроны с большими значениями $p_{\perp 1}$ ($\gtrsim 1$ ГэВ) в виде адронных струй, вылетающих под большими углами к оси столкновения. При этом поведение по $p_{\perp 1}$ из экспоненциального становится степенным ($\sim 1/p_{\perp 1}$). В модели *партонов* оно определяется сечением упругого рассеяния на большие углы составляющих адронов — кварков и глюонов [1].

Адронные струи в М. п. наблюдаются и в e^+e^- -аннигиляции, когда образуется пара из кварка и антикварка, к-рые затем фрагментируют в адроны. В этих процессах поперечный импульс адронов относительно оси струй также мал ($\langle p_{\perp 1} \rangle = (0,4-0,5)$ ГэВ). Ср. поперечный импульс адронов практически не зависит от их массы. Прямые измерения $\langle p_{\perp 1} \rangle$ резонансов (R) показали, что $\langle p_{\perp 1}(R) \rangle = 0,50(3)$ ГэВ в широком интервале энергий. В то же время для долгоживущих частиц $\langle p_{\perp 1} \rangle$ растёт с увеличением массы адрона. Это связано не с динамикой рождения адронов в М. п., а с кинематикой распада резонансов на пионы и К-мезоны.

Распределение резонансов по $p_{\perp 1}^2 < 1$ ГэВ² описывается ф-лой:

$$\frac{dN(R)}{Nd p_{\perp 1}^2} \sim \exp(-B(R)p_{\perp 1}^2),$$

где $B = 3,4(2)$ ГэВ⁻² для η , ϕ , ω , ρ , f , Δ и др. резонансов с массами < 2 ГэВ (N — полное число наблюдаемых резонансов). *Импульсное сечение* образования долгоживущих частиц и резонансов с массами m от 0,14 ГэВ (η -мезон) до 3,1 ГэВ (J/ψ -частица) хорошо аппроксимируется выражением:

$$\sigma \frac{d\sigma}{dp} \sim s^{\alpha} \exp(-\sqrt{m^2 + p_{\perp 1}^2}/T),$$

где $\sigma d\sigma/dp$ — инклюзивное сечение (σ — энергия, p — импульс частицы), $T \approx 120$ МэВ и $\alpha \approx 0,15-0,30$ в зависимости от типа адронов.

Примерно такие же распределения адронов по поперечным импульсам относительно оси струй получены в глубоко неупругих процессах и в e^+e^- -аннигиляции. Постоянство этих характеристик вторичных адронов и небольшая величина их ср. поперечного импульса в реал. М. п. широко используются во всех теоретич. моделях и в точки зрения совр. представляющей связываются с размерами области удержания кварков и глюонов ($r \approx 1/\langle p_{\perp 1} \rangle \approx 0,5$ Ф).

Распределение адронов по продольным переменным (x, y). Характеристики М. п. в зависимости от $x = 2p_{\perp}/\sqrt{s}$ или продольной *быстроты* $y = 1/2 \ln[(\sigma + p_{\perp 1})/(\sigma - p_{\perp 1})]$ [где $y \approx \eta = -\ln(tg(\theta/2))$] изучены в широком интервале энергий [$\sqrt{s} = (5-540)$ ГэВ]. Здесь σ , p_{\perp} и θ — соответственно энергия, продольный импульс и угол вылета адрона в с. п. и. Одна из важных закономерностей М. п. — *масштабная инвариантность* — закон подобия в микромире, заключающийся в том, что вероятность рождения «инклюзивной» частицы с с определ. значением продольного импульса ($p_{\perp 1}$) при равных энергиях столкновения является универсальной ф-цией от переменной $x = p_{\perp}/p_{\text{макс}}$ при $x \gtrsim 0,1$, где $p_{\text{макс}} \approx \sqrt{s}/2$ — максимально возможно (при данной

энергии) значение p_{\perp} частицы с [4]. Т. о., продольные импульсы вторичных адронов растут пропорц. энергии столкновения ($\sim \sqrt{s}$). В партоновой модели это свойство является естественным, причём поведение p_{\perp} определается *структурной функцией* фрагментирующего адрона (т. е. исходного адрона с тем же направлением импульса) (см. *Кварковый счёт правца*). Первые указания на масштабную инвариантность были получены при изучении взаимодействия космических лучей, однако как закономерность она была установлена в экспериментах на Серпуховском ускорителе для отношений выходов К⁺ и p/π (1968). Масштабная инвариантность наблюдается также при аннигиляции e^+e^- в адроны и в глубоко неупругих процессах. Её теоретич. интерпретация дается в рамках партоновой модели [Р. Фейнман (R. Ph. Feynman), 1969] [4].

Наряду с постоянством выхода частиц в области фрагментации ($x \gtrsim 0,1$), было установлено, что в центр. области ($x \leq 0,1$) инклюзивные сечения образования адронов в М. п. растут с увеличением энергии. Напр., при $y \approx \eta \approx 0$ нормированное инклюзивное сечение $[1/(0)(d\sigma/d\eta)]_{\eta=0}$ увеличивается пропорц. $\ln \sqrt{s}$, что и обеспечивает рост полной с. множественности ($\sim \ln^2 s$).

Корреляции в рождении адронов в М. п. изучены в широкой области энергий с помощью *корреляционных функций*

$$C(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{\text{ин}}} \frac{d^2\sigma(y_1, y_2)}{dy_1 dy_2} - \frac{1}{\sigma_{\text{ин}}} \frac{d\sigma}{dy_1} \frac{d\sigma}{dy_2},$$

где $\sigma_{\text{ин}}$ — полное неупругое сечение взаимодействия причных частиц, а y_1, y_2 — продольные быстроты вторичных инклюзивных частиц. Были обнаружены сильные попереч. корреляции при разности быстрот инклюзивных частиц $L = y_1 - y_2 \leq 2$ (близкодействующие корреляции), особенно для частиц с разными зарядами. При относительно малых множественностях ($n \leq 10$) они в осн. объясняются интенсивным рождением лёгких резонансов [$m(R) \leq 1,5$ ГэВ], распадающихся на 2-3 долгоживущих адрона. При больших множественностях ($n > 10$) они связаны с распадом более тяжёлых резонансов или др. короткоживущих состояний — кластеров (файрболов) [5].

При высоких энергиях ($\sqrt{s} \gtrsim 50$ ГэВ) всё более отчетливо проявляются и корреляции между множественностями частиц, летящих вперёд и назад в с. п. и. Они имеют дальнедействующий характер: чем больше рождается частиц, летящих вперёд, тем больше их летит и назад. Такие корреляции характеризуют процесс в целом. Механизм этих корреляций обычно связывают с увеличением (с ростом энергии) числа промежуточных партоновых «лесенок» в модели *мультипериферического взаимодействия*, что и приводит к сильным корреляциям по множественности типа «вперёд — назад».

Отмеченные особенности М. п. практически одинаковы в мягких и жестких процессах соударения частиц высоких энергий. Это означает, что процесс перехода партонов (кварков и глюонов) в адроны слабо зависит от способа их образования и имеет универсальный характер, к-рый, вероятно, определяется свойствами вакуума КХД.

Перечисленные закономерности М. п. сначала описывались в рамках мультипериферич. моделей [5]. После открытия партонов кинематика М. п. широко использовалась при создании феноменологич. кварк-глюонных моделей М. п., в к-рых учитывались известные характеристики кварков и глюонов [6, 7]. Некоторые черты одночастичных инклюзивных процессов в интервале энергий $\sqrt{s} = 5-540$ ГэВ удовлетворительно описываются в модели кварк-глюонных струй [6] и в аддитивной кварковой модели [7]. Параметры в этих моделях находятся из сравнения их с экспериментом. Вычисление значений этих параметров в рамках КХД пока невозможно из-за сильного взаимодействия кварков на

больших расстояниях. Вместе с тем описание многочисл. данных по М. п. с помощью этих моделей даёт возможность найти структурные элементы будущей теории сильного взаимодействия.

Лит.: 1) Грин и В. Г. Интлюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; 2) Мурзин В. С., Саричичева Л. И., Взаимодействие адронов высоких энергий, М., 1983; 3) Логинов А. М., Мезенберг-Шувильд М. А., Nguen Van Hieu, Препринт ИФЭФ 67-49-К, Серпухов, 1967; 4) Логунов А. А., Местриричиди Л. М., Петров В. А., Интлюзивные процессы и динамика сильных взаимодействий, *СФАП*, 1983, т. 14, в. 3, с. 483; 5) Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; 6) Фейнберг Е. Л., Термодинамические фибрилы, *УФН*, 1983, т. 139, с. 3; 7) Андреев В. В., Доржиев И. М., Механизм процесса множественного рождения, там же, 1977, т. 122, в. 37; 8) Кайдалов А. В., Тер-Мартиросян К. А., Множественное рождение адронов при высоких энергиях в модели кварк-глюонных струн. Сравнение с экспериментом, *СФАП*, 1984, т. 40, с. 211; 9) Анисович В. В. и др., Адипативная кварковая модель и процессы множественного рождения адронов, *УФН*, 1984, т. 144, в. 4, с. 553.

МНОЖЕСТВО — набор, совокупность, собрание к-л. объектов, называемых его элементами, обладающих общим для всех них характеристик. свойством. Понятие М. принадлежит к числу первоначальных матем. понятий и может быть пояснено только при помощи примеров. Так, можно говорить о М. людей, живущих на нашей планете в данный момент времени, о М. точек данной геом. фигуры, о М. решений данного дифференциального уравнения. Люди, живущие на нашей планете в данный момент времени, точки данной геом. фигуры, решения данного дифференциального уравнения являются элементами соответствующего М. Множество А считается заданным, если указано характеристич. свойство элементов этого М., т. е. такое свойство, к-рым обладают все элементы этого М., и только оно. Для обозначения того, что элемент а принадлежит М. А, пишут $a \in A$ (если а не принадлежит А, то пишут $a \notin A$). Может случиться, что характеристич. свойством, определяющим М. А, не обладает вообще ни один элемент, тогда говорят, что М. А пустое, и пишут $A = \emptyset$. Напр., М. действительных решений уравнения $x^2 = -1$ пустое. Если каждый элемент М. А является в то же время элементом М. В, то А наз. подмножеством В и пишут $A \subset B$. Если одновременно выполняются $A \subset B$ и $B \subset A$, то говорят, что М. А и В равны и пишут $A = B$. Объединением $A \cup B$ М. А и В наз. М., состоящее из всех элементов, принадлежащих хотя бы одному из М. А и В. Пересечением $A \cap B$ М. А и В наз. М., состоящее из всех элементов, принадлежащих как А, так и В. Операции объединения и пересечения коммутативны, ассоциативны и взаимно дистрибутивны. Напр., $(A \cup B) \cap C = (A \cap C) \cup (B \cap C)$. Наряду с данными двумя М. А и В рассмотрим М. С, элементами к-рого являются всевозможные пары (a, b) , где $a \in A$, $b \in B$. М. все таких пар наз. кр-м на A и B в к-м М. А и В обозначается $A \times B$. Напр., евклидова плоскость $R^2 = R \times R$ является произведением двух множеств прямых R . Если каждому элементу $a \in A$ поставлен в соответствие нек-рый элемент $f(a) \in B$, то говорят, что задано отображение f М. А в М. В (записывается $f: A \rightarrow B$), и называют точку $f(a)$ образом а в М. В при отображении f , $M_f(A)$ — образом М. А, а $M_f^{-1}(b)$ — прообразом b в М. А. Если $f(a) = C \subset B$, то f наз. отображением «в», в случае, когда $f(A) = B$, f наз. сюръективным отображением или отображением «на». Отображение $f: A \rightarrow B$ наз. инъективным или вложением, если из $a_1, a_2 \in A$ и $a_1 \neq a_2$ следует $f(a_1) \neq f(a_2)$. Отображения, одновременно инъективные и сюръективные, наз. биекциями или взаимно однозначными соответствиями.

Часто рассматривают только такие М., к-рые содержатся в нек-ром фиксиром. М. X. Если А — подмножество X и P — свойство, характеризующее элементы из А, то пишут $A = \{x \in X : P(x)\}$, где $P(x)$ означает, что свойство P выполнено для x (двоеточие заменяет

слова «такое, что»). Напр., если $X = M$ — М. всех действит. чисел, а А — подмножество положит. чисел, то $A = \{x \in X : x > 0\}$. Если $A \subset X$, то $M \setminus A = \{x \in X : x \notin A\}$ наз. дополнением М. А. Операции объединения, пересечения и дополнения связаны т. н. законами де Моргана, напр.: $X \setminus (A \cap B) = (X \setminus A) \cup (X \setminus B)$.

Между двумя конечными М. можно установить биекцию тогда и только тогда, когда оба М. состоят из одного и того же числа элементов. Обобщая этот факт, Г. Кантор (G. Cantor, 1871—83) определил количество элементов эквивалентности, или равномогущности бесконечных М. как возможность установить между двумя М. взаимно однозначное соответствие. Если М. А равномогуще М. В, то говорят, что А и В имеют одно и то же кардинальное число. Ценность понятия мощности М. определяется существованием неравномогущных бесконечных М. Напр., М. всех действит. чисел и М. всех натуральных чисел имеют разные мощности. Первое имеет мощность континуума, а второе — счётное М. Т. о., бесконечность М. допускает расчленение на разные ступени матем. бесконечности, к-рым соответствуют разл. кардинальные числа, образующие шкалу мощностей. Предположение о месте мощности континуума в этой шкале (точнее, о совпадении континуума с первой несчётной мощностью) наз. континуум-гипотезой. Отметим, что в каждом бесконечном М. А имеется subset подмножество, равномогущее всему А (правильная часть М.), в то время как н.я. в одном конечном М. такой правильной части найти нельзя. Поэтому наличие правильной части, равномогущей целому, можно принять за определение бесконечного М.

Использование теоретико-множеств. конструкций в физике, как правило, опосредованно и происходит в осн. через такие матем. дисциплины, как функциональный анализ, динамика, системы, теория групп, топология, алгебра, геометрия, нестандартный анализ и др. Классич. пример — формализация *дельта-функции* Дирака $\delta(x)$, к-рую физик представляет, напр., как точечную единичную массу бесконечной плотности, а математик — как отображение М. финитных ф-ий на прямую, т. е. функционал на пространстве финитных ф-ий. Др. пример — это моделирование ал-гам. поля или поля Янга — Миллса как *связностей* на специальных геом. объектах (*расщеплениях*), заданных на всей пространств. E и M и отображением $f: E \rightarrow M$, если M — модель пространств-времени, а $f^{-1}(m)$ — пространств. внутр. состояний точки $m \in M$. Такой подход является существ. шагом в единой теории поля. Многообещающим выглядит использование нестандартного анализа для нового построения квантовой механики и статистич. физики, где формализуются, напр., такие физ. конструкции, как бесконечные флуктуации поля в бесконечно малой области.

Лит.: Бурбаки Н., Начала математики, ч. 1— Основные структуры анализа, кн. 1— Теория множеств, пер. с франц., М., 1980; Сталтер Р. М., Множества, Алгебра, Аксиоматические теории, пер. с англ., М., 1968; F a n g u k и K. M. O., Application of nonstandard analysis to quantum mechanics, *J. Math. Phys.*, 1978, в. 16, № 2, p. 177; Александров П. С., Введение в теорию множеств и общую топологию, М., 1977; М а н и н Ю. И., Доказуемое и недоказуемое, М., 1979; Г о г о ж е, Калькуляционные поля и комплексная геометрия, М., 1984; Д е в я с м., Прикладной нестандартный анализ, пер. с англ., М., 1980; К а т о р Г. Р., Группы теории множеств, пер. с нем., франц., М., 1985; Nonstandard methods in stochastic analysis and mathematical physics, Orlando — la. o. l., 1986; А р х а н г е л ь с к и й А. В., Канторовская теория множеств, М., 1988.

В. А. Ефимов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ физическое — эксперим. метод научного исследования, состоящий в замене изучаемого физ. процесса, явления или объекта другим, ему подобным — моделью. Геометрически подобная оригиналу модель объекта имеет или уменьшенный, или увеличенный по сравнению с оригиналом размер, а модель процесса или явления может отличаться от реального процесса количественными физ. характеристиками, такими, как мощность, энергия процесса,

давление, плотность среды, амплитуды колебаний, силы взаимодействия и т. п. В широком смысле всякий физ. эксперимент, проводимый в лаборатории в т. ч. и эксперимент с натурным объектом или его частью, является моделированием (см. также *Молекулярной физики жидк.*).

Основные понятия и условия М. В основе М. лежат *подобия теории и размерностей анализ*, устанавливающие *подобия критерии*, равенство k -рых для натур и модели обеспечивает возможность переноса эксперим. результатов, полученных путём физ. М., на натурные условия. При выполнении надлежащих условий М., т. е. при равенстве критериев подобия, значения перем. величин, характеризующих реальное явление (натуру), пропорциональны в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени значениям тех же величин для модели. Наличие такой пропорциональности позволяет производить пересчёт эксперим. результатов, получаемых для модели, на натуру путём умножения каждой из определяемых величин на постоянный для всех величин данной размерности множитель — коэф. подобия.

Поскольку физ. величины связаны определ. соотношениями, вытекающими из законов и ур-ний физики, то, выбрав нек-рые из них за основные, можно коэф. подобия для всех других, производимых величин выразить через коэф. подобия величин, принятых за основные. Напр., в механике осн. величинами считают обычно длину l , время t и массу m . Тогда, поскольку скорость $v = l/t$, коэф. подобия скоростей $k_v = v_M/v_m$ (индекс «м» — у величин для натур, «М» — для модели) можно выразить через коэф. подобия длин $k_l = l_M/l_m$ и времён $k_t = t_M/t_m$ в виде $k_v = k_l/k_t$. Аналогично, на основании 2-го закона Ньютона сила F связана с ускорением w соотношением $F = mw$, поэтому $k_F = k_m \cdot k_w$ (где в свою очередь $k_w = k_l/k_t$). Из наличия таких связей вытекает, что для данного физ. явления нек-рые безразмерные комбинации величин, характеризующих это явление, должны иметь для модели и натуре одно и то же значение. Эти безразмерные комбинации физ. величин наз. критериями подобия. Равенство критериев подобия для модели и натуре является необходимым условием М. Однако добиться этого равенства можно не всегда, т. к. не всегда одновременно удовлетворяются все критерии подобия. При соблюдении необходимых условий М. удаётся результаты небольшого числа опытов, представленные в виде зависимости между соответствующими критериями подобия, распространить на целый класс подобных физ. процессов или явлений, охватывающих широкий диапазон размерных физ. параметров. Построение таких критериев зависимости часто и является основной целью М.

В осн. к М. прибегают при исследовании разл. механических (включая гидроаэромеханику и механику деформируемого твёрдого тела), тепловых и электродинамич. явлений. При этом число и вид критериев подобия для каждого моделируемого явления зависит от его природы и особенностей. Так, для задач динамики точки (или системы материальных точек), где все ур-ния вытекают из 2-го закона Ньютона, критерий подобия является число Ньютона $Ne = F l^2 / m l$ и условие М. состоит в том, что

$$Ne_M = Ne_m, \text{ т. е. } \frac{F_M l_M^2}{m_M l_M} = \frac{F_m l_m^2}{m_m l_m}. \quad (1)$$

Для колебаний груза под действием силы упругости $F = cl$ и равенство (1) приводит к условию $l_M^2 c_M / m_M = l_m^2 c_m / m_m$, что, напр., позволяет по периоду колебаний модели определить период колебаний натуре; при этом явление не зависит от линейного масштаба (от амплитуды колебаний). Для движения в поле тяжести, где $F = \chi m / l^2$, условием подобия является $\chi_M^2 l_M^3 / m_M = \chi_m^2 l_m^3 / m_m$ (явление не зависит от масс). При

движении в одном и том же поле тяжести, напр. Солнца, $\chi_M = \chi_m$ и получившее соотношение даёт 3-й закон Кеплера для периода обращения. Отсюда, считая одну из планет «моделью», можно, напр., найти период обращения любой др. планеты, зная её расстояние от Солнца.

Применение методов М. требует определ. уровня развития соответствующего раздела физики — установления критериев подобия и основных количеств. закономерностей, характеризующих рассматриваемое явление. Это позволяет сформулировать дополнит. условия однозначности измерений, необходимые для реализации М. Кроме того, необходимым условием М. является возможность получения достоверной информации о процессах, происходящих на модели, т. е. соответствующее развитие материальной базы М. — создание эксперим. установок, методики и техники эксперимента, способов измерения и обработки эксперим. данных (см., напр., *Аэродинамический эксперимент*). Напр., при М. трения твёрдых тел необходимо учитывать как механич. сторону процесса (шероховатость, геометрию единичных выступов, их взаимное расположение), так и его молекулярную сторону (физ.-хим. процессы, структурные и фазовые изменения, влияние нагрева на свойства материалов). В этом случае для построения соответствующих критериев используют более 20 параметров.

М. гидроаэромеханических явлений. Для непрерывной среды при изучении её движения число критериев подобия также велико, что часто значительно усложняет проблему М. В гидроаэромеханике осн. критериями подобия являются: Рейнольдса число Re , Маха число M , Фруда число Fr , Эйлера число Eu , а для нестационарных (зависящих от времени) течений ещё и Стружальца число Sh .

Создаваемые для гидроаэродинамич. М. эксперим. установки и сами модели должны обеспечивать равенство соответствующих критериев подобия у модели и натуре. Обычно это удаётся сделать в случаях, когда для течения в силу его особенностей сохраняется лишь один критерий подобия. Так, при М. стационарного течения несжимаемой вязкой жидкости (газа) определяющим будет параметр Re и необходимо выполнить одно условие:

$$Re_M = Re_n, \text{ т. е. } \frac{\rho_n v_n l_n}{\mu_n} = \frac{\rho_M v_M l_M}{\mu_M}, \quad (2)$$

где ρ — плотность, μ — динамич. коэф. вязкости среды. При уменьшенной модели ($l_M < l_n$) это можно сделать, или увеличивая скорость ($v_M > v_n$), или используя для моделирования другую жидкость, у k -рой, напр., $\rho_M > \rho_n$, а $\mu_M \leq \mu_n$. При аэродинамич. исследованиях увеличивать v_M в этом случае нельзя (нарушается условие несжимаемости), но можно увеличить ρ_M , используя *аэродинамические трубы* закрытого типа, в k -рых циркулирует сжатый воздух.

Когда при М. необходимо обеспечить равенство всех критериев, возникают значит. трудности, часто непреодолимые, если только не делать модель тождественной натуре, что фактически означает переход от М. к натурным испытаниям. Поэтому на практике нередко прибегают к приближённому М., при k -ром часть процессов, играющих второстепенную роль, или совсем не моделируются, или моделируются приближённно. Такое М. не позволяет найти прямым пересчётом значения тех характеристик, k -рые не отвечают условиям подобия, и их определение требует соответствующих дополнит. исследований. Напр., при М. установившихся течений вязких сжимаемых газов необходимо обеспечить равенство критериев Re и M и безразмерного числа $\gamma = c_p / c_v$ (где c_p и c_v — уд. теплёмкости газа при пост. давлении и пост. объёме соответственно), что в общем случае сделать невозможно. Поэтому как правило, обеспечивают для модели и натуре лишь равенство чисел M , а влияние на определяемые параметры различий

в числах Re и γ исследуют отдельно или теоретически, или с помощью др. экспериментов, меняя в них в достаточной широкой пределах значения Re и γ .

Механических свойств конструкций и сооружений. Для твёрдых деформируемых тел особенности M зависят от свойств этих тел и характера рассматриваемых задач. Так, при моделировании равновесия однородных упругих систем (конструкций), механич. свойства к-рых определяются модулем упругости E (модулем Юнга) и безразмерным коэффициентом Пуассона ν , должны выполняться 3 условия подобия:

$$\nu_M = \nu_M, \frac{Dg_n l_n}{E_n} = \frac{Dg_n l_n}{E_n}, \frac{F_n}{E_n l_n^2} = \frac{F_n}{E_n l_n^2}, \quad (3)$$

где g — ускорение силы тяжести. В естестве условиях $g_M = g_n = g$ и получить полное подобие при $l_M \neq l_n$ можно, лишь подобрав для модели спец. материал, у к-рого D_n, F_n и ν_M будут удовлетворять первым двум из условий (3), что практически обычно несущественно.

В большинстве случаев модель изготавливается из того же материала, что и натура. Тогда $F_M = F_n, E_M = E_n$ и второе условие даёт $g_M l_M = g_n l_n$. Когда весовые нагрузки существенны, для выполнения этого условия прибегают к т. н. центробежному моделированию, т. е. помещают модель в центробежную машину, где искусственно создается приближённое однородное силовое поле, позволяющее получить $g_M > g_n$ и сделать $l_M < l_n$. Если же основными являются др. нагрузки, а весом конструкции и, следовательно, учётом её уд. веса $\gamma = \rho g$ можно пренебречь, то приближённое M осуществляют при $g_M = g_n = g$, удовлетворяя лишь последнему из соотношений (3), к-рое даёт $F_M/l_M^2 = F_n/l_n^2$; следовательно, нагрузки на модель должны быть пропорц. квадрату её линейных размеров. Тогда модель будет подобна натуре, и если, напр., модель разрушается при нагрузке $F_{кр}$, то натура разрушается при нагрузке $F_{кр} l_M^2/l_n^2$. Если же в этом случае весовые нагрузки не учитывать, поскольку эти нагрузки имеют значения γ^3 , а последнее из условий (3) требует пропорциональности нагрузок F , то при $l_M < l_n$ весовая нагрузка на модель будет меньше требуемой этим условием, т. е. M не будет полным и модель, как недогруженная, будет прочнее натуре. Это обстоятельство тоже можно учесть или теоретич. расчётом, или дополнив экспериментами.

Одним из видов M , применяемым к твёрдым деформируемым телам, является *поляризационно-оптический метод* исследования напряжений, основанный на свойствах ряда изотропных прозрачных материалов становиться под действием нагрузок (т. е. при деформации) анизотропными, что позволяет исследовать распределение напряжений в разл. деталях с помощью их моделей из прозрачных материалов.

При M явлений в др. непроницаемых средах соответственно изменяется вид и число критериев подобия. Так, для пластичных и вязкопластичных сред в число этих критериев наряду с параметрами Фруда, Струхала и модифициров. параметром Рейнольдса входят параметры Лагранжа, Стокса, Сен-Венана и т. д.

М. тепловых процессов. При изучении процессов теплообмена широко используют M . Для случая переноса теплоты конвекцией определяющими критериями подобия являются *Числовая число* $Nu = \alpha l/\lambda$, *Прайдтль число* $Pr = \nu/\alpha$, *Грасхоф число* $Gr = \beta g l^3 \Delta T/\nu^2$, а также число Рейнольдса Re , где α — коэф. теплоотдачи, ν — коэф. температуропроводности, λ — коэф. теплопроводности среды (жидкости, газа), ν — кинематич. коэф. вязкости, β — коэф. объёмного расширения, ΔT — разность темп-р поверхности тела и среды. Обычно целью M является определение коэф. теплоотдачи, входящего в критерий Nu , для чего опытами на моделях устанавливают зависимость Nu от др. кри-

териев. При этом в случае вынужденной конвекции (напр., теплообмен при движении жидкости в трубе) становится несущественным критерий Gr , а в случае свободной конвекции (теплообмен между телом и покоящейся средой) — критерий Re . Однако к значит. упрощениям процесса M это не приводит, особенно из-за критерия Pr , являющегося физ. константой среды, что при выполнении условия $Pr_M = Pr_n$ практически исключает возможность использования на модели среды, отличной от натурной. Дополнит. трудности вносит и то, что физ. характеристики среды зависят от её темп-ры. Поэтому в большинстве практически важных случаев выполнить все условия подобия не удаётся, приходится прибегать к приближённому M . При этом от условия равенства критериев, мало влияющих на процесс, отказываются, а др. условия (напр., подобие физ. свойства сред, участвующих в теплообмене) выполняются лишь в среднем. На практике используют часто т. н. метод локального теплового M , идея к-рого заключается в том, что условия подобия процессов для модели и натуре выполняются только в той области модели, где исследуется процесс теплообмена. Напр., при исследовании теплоотдачи в системе однотипных тел (паров, труб) и теплообмене на модели может участвовать лишь одно тело, на к-ром выполняют измерения, а остальные служат для обеспечения геом. подобия модели и натуре.

В случаях переноса теплоты теплопроводностью (кондуктивной) критериями подобия являются *Фурье число* $Fo = \alpha t_0/l^2$ и *Био число* $Bi = \alpha l/\lambda$, где t_0 — характерный промежуток времени (напр., период), в периодич. процессов (нагревание, охлаждение) t_0 обычно отсутствует и параметр Fo выпадает, а отношение $\alpha l/\lambda$ определяет безразмерное время. При M таких процессов теплообмена удаётся в широких пределах изменить не только размеры модели, но и темп протекания процесса.

При M радиац. переноса теплоты от разл. высокотемпературных источников (напр., излучения Солнца и планет, струй ракетных двигателей, плазмы) необходимо воспроизводить не только лучистый тепловой поток, но и спектральный состав излучения (см. *Стефан* — *Больцманн закон излучения*, *Планка закон излучения*), что существенно затруднит создание искусств. излучателей для M .

Электродинамическое M . Электродинамич. M применяется для исследования эл.-магн. и электромеханич. процессов в электр. системах. Электродинамич. модель представляет собой копию (в определёл. масштабе) натурной электр. системы с сохранением фаз природы основных её элементов. Такими элементами модели являются синхронные генераторы, трансформаторы, линии передач, первичные двигатели (турбины) и нагрузки (потребители электр. энергии), но число их обычно значительно меньше, чем у натурной системы. Поэтому и здесь M является приближённым, причём на модели на возможности полно представляется лишь исследуемая часть системы.

Специальные виды M . Особый вид M основан на использовании спец. устройств, сочетающих физ. модели с натурными приборами. К ним относятся испытательные стенды, для испытания машины, наладки приборов и т. п., тренажёры для тренировки персонала, обучающего управлению сложными системами или объектами, имитаторы, используемые для исследования разл. процессов в условиях, отличных от обычных земных, напр. при глубоком вакууме или очень высоких давлениях (в барокамерах), при перегрузках. В таких условиях одновременно воспроизводится комплекс натурных физ. процессов и явлений (напр., процессы теплообмена, воздействия факторов космич. пространства, механич. воздействия узлов и агрегатов — вибрации), что позволяет «моделировать» натурные условия функционирования сложных техн. систем (ф и к и о а л и з м е M).

К функционированию М. близи и установки демонстрац. М., не использующую реальные физ. модели, а представляющие собой модели, лишь наглядно показывающие функционирование техн. устройств или природные физ. явления. Типичной установкой демонстрац. М. является планшетный, демонстрирующий модель Солнечной системы, звёздного неба и др. явления.

Кроме прямого физ. М. при исследовании разл. физ. процессов используются разл. аналогии, позволяющие на основе одностопности матем. ур-ний, описывающих разные физ. процессы, заменить изучение исследуемого процесса изучением др. процесса, к-рый проще осуществить в лаб. условиях. Напр., при М. процессов теплообмена используется электротепловая аналогия, в к-рой исследуемое поле темп-р заменяется полем эллектрич. потенциалов в контуре, включающем омич. сопротивление R и ёмкость C, а аналогом коэф. температуропроводности является величина $1/\rho C$.

Существуют также аналогия задач о кручении упругого стержня и о вихревом течении идеальной жидкости, электрогидродинамики, аналогия между задачами гидродинамики и электротехники и др., но эти аналогии сравнительно редко применяются при М.

Приложения М. Моделирование находит многочисл. приложения как при научных исследованиях, так и при решении большого числа практич. задач в разл. областях техники. Им широко пользуются в строит. деле (определение упругих напряжений, эксплуат. разрушений, частот и форм свободных колебаний, виброзащита и сейсмостойкости разл. конструкций и др.), в гидравлике и гидротехнике (определение конструктивных и эксплуат. характеристик разл. гидротехн. сооружений, условий фильтрации в грунтах, М. течений рек, волн, приливов и отливов и др.), в авиации, ракетной и космич. технике (определение характеристик летат. аппаратов и их двигателей, силовой и тепловой воздействия среды и др.), в судостроении (определение гидродинамич. характеристик корпуса, рулей и судовых двигателей, ходовых качеств, условий спуска и др.), в приборостроении, в разл. областях машиностроения, включая энергомашиностроение и наземный транспорт, в нефте- и газодобыче, в тепло-технике при конструировании и эксплуатации разл. тепловых аппаратов, в электротехнике при исследовании всевозможных эллектрич. систем и т. п.

Лит.: К и р и ч е в М. В., М и х а е в М. А., Моделирование тепловых устройств, М.—Л. 1938; С е л о в Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 10 изд., М., 1987; З я г и с о н Л. С., Моделирование, М., 1952; Ш н е й д е р П. Д. и др., Инженерные проблемы теплопроводности, пер. с англ., М., 1980; Г у х м а н А. А., Введение в теорию подобия, М., 1963; В е п и к о в А. В., Теория подобия и моделирование применительно к задачам электроэнергетики, М., 1986.

С. Л. Вишневецкий, С. М. Тарг.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗВЁЗД — методы нахождения распределений физ. характеристик звёздного вещества (давления, плотности, темп-ры, массы, хим. состава) от центра до поверхности звезды и изменений этих характеристик со временем. Построение моделей даёт возможность установить связь между осн. параметрами звёзд (массой, хим. составом, возрастом) и главными наблюдаемыми характеристиками — *сетчатостью* (интегральным потоком излучения), *эффективной температурой* и ускорением силы тяжести на поверхности. Прослеживая изменения моделируемых параметров звёзд со временем, удаётся описать переменность звёзд и их эволюцию. М. з. основывается на законах гидродинамики, теории переноса излучения, ядерной физике, статистической физике и др. Одним из основных методов исследования является численное моделирование.

Звёзды представляют собой самогравитирующие плазменные тела, состояние к-рых и устойчивость определяются законами гидродинамики сплошных сред. Поскольку звёзды излучают и могут обмениваться веществом с внеш. средой, они не являются термодинамически изолированными системами.

Основы М. з. были заложены в работах Дж. Лейна (J. H. Lane, 1889—70), А. Риттера (A. Ritter, 1878—83) и Р. Эмдена (R. Emden, 1907), развивших теорию адиабатич. политропных моделей звёзд — гидростатически равновесных гауовых конфигураций, в к-рых давление p и плотность ρ связаны соотношением $p = K\rho^{(n+1)/n}$, где коэф. K и n (показатель политропы) не зависят от пространств. координат. При условии задания n можно определить ход физ. характеристик звезды от центра до поверхности, исходя лишь из условия гидростатич. равновесия, без знания конкретного источника энергии, *уравнения состояния и непрозрачности* звёздного вещества.

К сер. 20-х гг. 20 в., в значит. степени трудами А. Эддингтона (A. S. Eddington), были сформулированы осн. физ. принципы, на к-рые опирается совр. теория строения звёзд, и высказано предположение, что осн. источником энерговыделения в звёздах являются *термоядерные реакции*, приводящие к превращению элементов. В кон. 30-х гг. К. Вайдцекер (С. F. Weizsäcker) и Х. Бете (H. A. Bethe) показали, что в недрах звёзд должны осуществляться реакции превращения водорода в гелий в протон-протонной цепочке (см. *Водородный цикл*) и в *углеродно-азотном цикле*, а затем Х. Бете, Г. А. Гамов (G. Gamow) и Э. Теллер (E. Teller) вычислили скорости соответствующих реакций. В то же время, в осн. благодаря Р. Фаулеру (R. H. Fowler) и С. Чандрасекхру (S. Chandrasekhar), были построены модели *белых карликов*, состоящих из вырожденного вещества. С 40-х гг., когда ядерный источник энерговыделения был введён в расчёты, по существу начался совр. период М. з.

В наб. обём случае для описания строения и эволюции звёзд необходимо решать величинуую краевую задачу с нач. условиями для системы ур-ний в частных производных, в к-рой независимыми переменными являются пространств. координаты и время. Ур-ния звёздной гидродинамики (без учёта магн. поля) включают:

- а) ур-ние неразрывности, постулирующее сохранение массы звёздного вещества:

$$\partial\rho/\partial t + \nabla(\rho v) = 0;$$
- б) закон сохранения импульса, описывающий изменение импульса каждого элемента вещества:

$$\rho(dv/dt) + \nabla p + \rho v \Phi = 0;$$
- в) ур-ние Пуассона для гравитач. потенциала Φ :

$$\Delta\Phi = 4\pi G\rho = 0;$$
- г) закон сохранения энергии, к-рый описывает тепловое равновесие звезды с учётом энерговыделения:

$$\rho(du/dt) + p(\nabla v) + \nabla F - \rho \epsilon = 0;$$
- д) ур-ние, выражающее связь потока энергии с gradientом темп-ры (закон Фика):

$$F + k\nabla T = 0.$$

В зонах адиабатич. *конвекции* оба последних ур-ния заменяются условием изэнтропичности ($dS/dr = 0$). При пост. показателе адиабаты этот случай описывается теорией Лейна — Риттера — Эмдена.

В приведённых ур-ниях: ρ — плотность, v — скорость, u — уд. внутр. энергия, F — поток энергии, T — темп-ра, ϵ — скорость энерговыделения, k — коэф. теплопроводности, S — энтропия, t — время. Записанная система ур-ний дополняется ур-нием состояния вещества, описывающим зависимость давления от плотности, темп-ры и хим. состава звезды, а также выражениями для скорости генерации ядерной энергии и коэф. теплопроводности, к-рый выражается через непрозрачность недр звёзд (поглощение излучения веществом). При исследовании эволюции звёзд добавляются ур-ния для вычисления изменений со временем