

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

1

ААРОНОВА —
ДЛИННЫЕ

Главный редактор
А. М. ПРОХОРОВ

Редакционная коллегия

Д. М. АЛЕКСЕЕВ
(зам. гл. редактора),
А. М. БАЛДИН,
А. М. БОНЧ-БРУЕВИЧ,
А. С. БОРОВИК-РОМАНОВ,
Б. К. ВАЙНШТЕЙН,
С. В. ВОПСОВСКИЙ,
А. В. ГАПОНОВ-ГРЕХОВ,
С. С. ГЕРШТЕЙН,
И. И. ГУРЕВИЧ,
А. А. ГУСЕВ
(зам. гл. редактора),
М. А. ЕЛЯШЕВИЧ,
М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ
Д. П. ЗУБАРЕВ,
Б. Е. КАДОМЦЕВ,
И. С. ШАШИРО,
Д. В. ШИРЛОВ.

Москва
«Советская
энциклопедия»
1988



ААРОНОВА — БОМА ЭФФЕКТ — квантовомеханич. эффект, характеризующий влияние впом. эл.-магн. поля, сосредоточенного в области, недоступной для заряд. частицы, на её квантовое состояние. Наличие такого неоднородного воздействия эл.-магн. поля на заряд. частицу, исчезающего в классич. пределе, подтверждает, что при квантовом рассмотрении взаимодействие заряд. частицы с эл.-магн. полем не сводится к локальному действию на неё силы Лоренца. Впервые на возможность такого эффекта указали У. Эрленберг (W. Ehrenberg) и Р. Э. Сайди (R. E. Siday) в 1949. Независимо подробно теоретич. изучение эффекта проведено в 1959 Я. Аароном и Д. Бомом, отметившими его тесную связь с фундам. положениями квантовой теории. Их исследования привлекли внимание к особой роли эл.-магн. потенциалов в квантовой теории.

Возможность А.—Б. э. формально обусловлена тем, что ур-ние Шрёдингера для волновой ф-ции заряд. частицы во внем. эл.-магн. поле содержит потенциал этого поля. Он определяет фазу волновой ф-ции и при выборе подходящей геометрии опыта приводит к наблюдаемому интерференц. эффекту даже при отсутствии прямого силового воздействия поля на частицу. Этот эффект не зависит от выбора калибровки потенциалов и обусловлен разницей фаз вдоль различных возможных путей распространения частицы. Он существует как для скалярного, так и для векторного потенциала эл.-магн. поля.

А.—Б. э. ярко проявляется при рассеянии заряд. частицы на бесконечно длинном соленоиде радиуса R (расположенного перпендикулярно движению частицы), внутри к-рого имеется магн. поток Φ и к-рый окружён непроницаемым для частиц цилиндрич. экраном радиуса $R_0 > R$. В этом случае волновая ф-ция частицы целиком сосредоточена в области, где магн. поле отсутствует и только векторный потенциал A отличен от нуля в силу Стокса теорем $\oint_L \text{Adl} = \Phi$ (интеграл берётся по контуру L , охватывающему соленоид). Поэтому, хотя сила Лоренца на заряд. частицу не действует, амплитуда расходящейся цилиндрич. волны оказывается зависящей от потока магн. поля. Она содержит два члена, один из к-рых, описывающий рассеяние на экранирующей поверхности, исчезает в пределе $R_0 \rightarrow 0$. Второй член, не зависящий от R_0 ,

определяет амплитуду Ааронова — Бома рассеяния:

$$f(\varphi) \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\sin(\varphi/2)}, \quad (*)$$

где Φ — угол рассеяния, отсчитываемый от направления падающей плоской волны (описывающий свободную частицу с импульсом $\hbar k$), а $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/e$ — квант магн. потока (e — заряд частицы). Этой же ф-лой описывается амплитуда рассеяния заряд. частицы на соленоиде без защитного экрана в предельном случае бесконечно тонкого соленоида ($R=0$) с заданным потоком Φ . Ф-ла (*) несправедлива в области малых углов, где точный расчёт свидетельствует о появлении тени за рассеивателем, причём коэфф. ослабления амплитуды падающей плоской волны равен $\cos(\pi\Phi/\Phi_0)$.

Характерная особенность Ааронова — Бома рассеяния — исчезновение рассеянной волны, если магн. поток в соленоиде равен целому числу (n) квантов потока, $\Phi = n\Phi_0$. В этом случае точная волновая ф-ция отличается от волновой ф-ции свободной частицы лишь калибровочным множителем $\exp(in\varphi)$, и такое магн. поле не влияет на квантовое состояние частицы. Условие отсутствия Ааронова — Бома рассеяния совпадает с условием квантования Дирака для магн. зарядов (см. *Магнитный монополю*).

При рассеянии на соленоиде волновых пакетов ширины a с параметром удара d в амплитуде рассеяния возникает множитель $\exp(-d^2/2a^2)$, эффективно уменьшающий её, если волновой пакет не охватывает соленоида. Это показывает, что классич. заряд. частица, описываемая волновым пакетом исчезающе малой ширины, не испытывает Ааронова — Бома рассеяния. Существование А.—Б. э. для связанных состояний можно продемонстрировать на примере задачи о плоском роторе — квантовомеханич. рассмотрении движения заряд. частицы по орбите заданного радиуса R_0 . Если орбита охватывает соленоид с магн. потоком Φ , спектр энергий стационарных состояний ротора

$$E_m = (\hbar^2/2MR_0^2) (m - \Phi/\Phi_0)^2$$

(где M — масса частицы, m — магн. квантовое число) явно зависит от магн. потока в соленоиде. Эта зависимость становится очевидной, если рассмотреть процесс включения магнитного поля в соленоиде, во время которого возникает вихревое электрич. поле, изменяющее энергию частицы. Аналогичное воздействие испытывает и классич. частица, однако лишь изменение её квантового состояния, в данном случае энергетич. спектра, позволяет судить о наличии установившегося магн. потока в соленоиде. При квантовании от потока, $\Phi = n\Phi_0$, энергетич. спектр неотличим от спектра ротора в отсутствие соленоида.

А.—Б. э. для связанных состояний заряд. частицы в однородном магн. поле B , в к-рое помещён

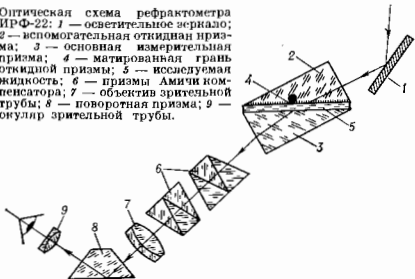
тонкий соленоид с магн. потоком Φ , приводит к появлению доплит. серии $(N+1)$ -кратно вырожденных уровней энергии, $E_N = \hbar\omega(N+1/2) - \Phi/\Phi_0^2$ (где $\omega = eB/Mc$ — циклотронная частота), сдвинутых относительно уровней Ландау на величину, определяемую дробной частью квантов потока в соленоиде. Эти уровни соответствуют квантовым орбитам, охватывающим соленоид.

Эксперименты по наблюдению А.—Б. з. при рассеянии электронов магн. полем проводились начиная с 60-х гг. Пучок монохроматич. электронов разделялся на два когерентных пучка, отблещавших рассеиватель — тонкую нить ($C \sim 1$ мкм) из мат. материала или миниатюрный соленоид ($C \sim 14$ мкм), магн. поток к-рого можно было управлять. Затем когерентные пучки вновь соединялись, образуя интерференц. картину, зависящую от величины охватываемого магн. потока, в хорошем согласии с теоретич. расчётом А.—Б. з. Однако при анализе этих экспериментов необходимо учитывать искажения интерференц. картины, вызванные рассеянием магн. полем, возникающим из-за неоднородного намагничивания нити и конечных продольных размеров рассеивателя. Совр. эксперименты с тороидальными магнитами, а также со сверхпроводящими квантовыми интерферометрами, свободные от этих недостатков, надёжно подтверждают существование А.—Б. з.

Лит.: А н а т о л о в У., В о h m D., Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory, «Phys. Rev.», 1959, v. 115, p. 485; Ф е й н б е р г В. Л., Об особой роли электромагнитных потенциалов в квантовой механике, «УФН», 1962, т. 78, в. 1; С я р ж и н с к и й В. Д., Эффект Ааронова — Бома: теоретическое описание и интерпретация, стр. ФИАН, 1986, т. 187, с. 139; О л а г и н С., Р о с е н с е л J., The quantum effects of electromagnetic fluxes, «Iteva Mod. Phys.», 1986, v. 57, p. 339.

АББЕ РЕФРАКТОМЕТР — визуальный оптич. прибор для измерения показателя преломления жидких и твёрдых сред. Его действие основано на измерении угла полного внутр. отражения в случае неоразрочной исследуемой среды при предельном угле преломления на плоской границе раздела прозрачных сред (исследуемой и известной) при распространении света из среды с меньшим показателем преломления n_1 в среду с большим показателем — n_2 (см. *Рефрактометр*). В обоих методах используется закон преломления света $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$ (i_1 — угол падения, i_2 — угол преломления). А. р. состоит из двух стеклянных приугов. призм — измерит. призмы 3 (рис.)

Оптическая схема рефрактометра ИРФ-22: 1 — осветительное зеркало; 2 — искомая исследуемая призма; 3 — основная измерительная призма; 4 — матированная грань откидной призмы; 5 — исследуемая жидкость; 6 — призма Амича компенсатора; 7 — объектив зрительной трубы; 8 — поворотная призма; 9 — окуляр зрительной трубы.



с высоким показателем преломления $n_2 = 1,7$ (для желтой линии натрия $\lambda_D = 589,3$ нм), с полированной гипотенузной гранью и вспомогат. откидной призмы 2 с матированной гипотенузной гранью, зрительной трубы, отсчётной шкалы, шнек, компенсатора 6 . В поле зрения трубы наблюдается реакция линия раздела светлого и тёмного полей, соответствующая предельно-

Исследуемые жидкости помещаются в зазор (ок. $0,1$ мм) между гипотенузными гранями призм. Твёрдые прозрачные образцы должны иметь одну плоскую полированную грань, а одна из боковых граней должна быть перпендикулярной к полированной. Полированную гранью образцы прижимаются к гипотенузной грани измерит. призмы (при откинутой вспомогат. призме), а в зазор между ними вводится капля измерительной жидкости с показателем преломления n_4 таким, чтобы $n_1 < n_4 < n_2$ (обычно моноброма — нафтalina с $n_4 = 1,66$). При измерении прозрачных жидкостей сред свет на границу раздела сред направляется через малый катет вспомогат. призмы (измерение в проходящем свете), а в случае непрозрачных сред освещается матовая грань измерит. призмы — её большой катет (измерение в отражённом свете). При совмещении линии раздела светлого и тёмного полей с пересечением нити в поле зрения трубы по шкале непосредственно отсчитывается величина n . Компенсатор, состоящий из двух дисперс. призм прямого зрения (призм Амича, см. *Спектральные призмы*), позволяет вращением призм в противоположные стороны компенсировать дисперсию измерит. призмы и образца и измерить величину n_D при использовании источника белого света.

Для рефрактометра ИРФ-22 пределы измерения n в проходящем свете 1,3—1,7, в отражённом — 1,3—1,57; точность измерения $\pm 2 \cdot 10^{-4}$.

Лит.: И о ф ф е В. В., Рефрактометрические методы химии, 3 изд., М., 1983.

АБЕЛОВА ГРУППА — группа, умножение в к-рой коммутативно (перестановочное). А. г. наз. также коммутативной.

АБЕЛЯ ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ — интегральное ур-ние $\int_0^x \varphi(s)(x-s)^{-1/2} ds = f(x)$, где $f(x)$ — известная ф-ция, а $\varphi(x)$ — искомая ф-ция. Получено и решено Н. Абельем (N. Abel) в 1823 при рассмотрении движения материальной точки в вертлж. плоскости под действием силы тяжести А. и. у. часто возникает при решении т. н. о б р а т н ы х з а д а ч, напр. при определении потен. энергии по задаче колебаний или при восстановлении рассеивающего поля по эффективному сечению в классич. механике. А. и. у. относится к классу *Вольтерры уравнений* 1-го рода. Рассматривают также о б о б щ ё н н о е А. и. у. $\int_0^x \varphi(s)(x-s)^{-\alpha} ds = f(x)$, где $0 < \alpha < 1$. Если $f(x)$ — непрерывно дифференцируемая ф-ция, то это ур-ние имеет единств. непрерывное решение:

$$\varphi(x) = \frac{\sin \alpha \pi}{\pi} \frac{d}{dx} \int_0^x \frac{f(t) dt}{(x-t)^{1-\alpha}}$$

В классе *обобщённых функций* решение существует при любых α .

Лит.: Г е л ф а н д И. М., Ш и л о в Г. Е., Обобщённые функции и действия над ними, 2 изд., М., 1959; М и х л и н С. Г., Лекция по линейным интегральным уравнениям, М., 1959.

АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ (от лат. aberratio — уклонение, удаление) — искажения изображения, даваемых реальными оптич. системами, заключающиеся в том, что оптич. изображения неточно соответствуют предмету, оказываются рамтыми (монохроматич. геом. А. о. с.) или окрашены (хроматич. А. о. с.). В большинстве случаев aberrации обоих типов проявляются одновременно.

В приосевой, т. в. параксиальной, области (см. *Параксиальный пучок лучей*) оптич. система близка к идеальной, т. е. точка изображается точкой, прямая линия — прямой и плоскость — плоскостью. Но при конечной ширине пучков и конечном удалении точки источника от оптич. осей нарушаются правила параксиальной оптики: лучи, испускаемые точкой предмета, пересекаются не в одной точке плоскости изображений,

а образуют кружок рассеяния, т. е. изображение искажается — возникает абберация.

Геом. А. о. с. характеризуют несовершенство оптич. систем в монохроматич. свете. Происхождение А. о. с. можно понять, рассмотрев прохождение лучей через центрированную оптич. систему L (рис. 1). OO_1 — плоскость предмета, $O'O'_1$ — плоскость изображений, PP_1 и $P'P'_1$ — соответственно плоскости входного и выходного лучей. В идеальной оптич. системе

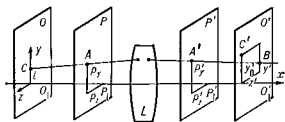


Рис. 1

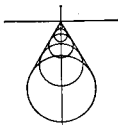


Рис. 2. Кома.

все лучи, испускаемые к.-л. точкой $C(x, y)$ предмета, находящейся в меридиональной плоскости ($z=0$) на расстоянии $y=l$ от оси, пройдя через систему, соберутся бы снова в одну точку $C'(x', y')$. В реальной оптич. системе эти лучи пересекают плоскость изображения $O'O'_1$ в разных точках. При этом координаты x' и y' точки B пересечения луча с плоскостью изображения зависят от направления луча и определяются координатами p_y и p_x точки A пересечения с плоскостью входного зрачка. Отрезок CB характеризует несовершенство изображения, даваемого данной оптич. системой. Проекция этого отрезка на ось координат равны $\delta g = y' - y_0$ и $\delta g = x' - x_0$ и характеризуют поперечную абберацию. В заданной оптич. системе δg_x и δg_y являются функциями координат падающего луча CA : $\delta g_x = f_1(l, p_y, p_x)$ и $\delta g_y = f_2(l, p_y, p_x)$. Считая координаты малыми, можно разложить эти функции в ряды по p_y, p_x и l .

Линейные члены этих разложений соответствуют параксальной оптике, следовательно коэфф. при них должны быть равными нулю; чётные степени не войдут в разложение ввиду симметричности оптич. системы; т. о. остаются нечётные степени, начиная с третьей; абберации 5-го порядка (и выше) обычно не рассматривают, поэтому первичные А. о. с. на абберации 3-го порядка. После упрощений получаются след. ф-лы

$$\left. \begin{aligned} \delta g'_x &= A p_y (p_y^2 + p_x^2) + B l (3 p_y^2 + p_x^2) + C l^2 p_y + E l^3, \\ \delta g'_y &= A p_x (p_y^2 + p_x^2) + B l 2 p_y p_x + D l^2 p_x. \end{aligned} \right\} (*)$$

Коэфф. A, B, C, D, E зависят от характеристик оптич. системы (радиусов кривизны, расстояний между оптич. поверхностями, показателей преломления). Обычно классификацию А. о. с. вводят, рассматривая каждое слагаемое в отдельности, полагая др. коэфф. равными нулю. При этом для наглядности представления об абберации рассматривают семейство лучей, исходящих из точки-объекта и пересекающих плоскость входного зрачка по окружности радиуса ρ с центром на оси. Ей соответствует определенная кривая в плоскости изображений, а семейству концентрич. окружностей в плоскости входного зрачка радиусов $\rho, 2\rho, 3\rho$ и т. д. соответствует семейство кривых в плоскости изображений. По расположению этих кривых можно судить о распределении освещённости в пятне рассеяния, вызываемом абберацией.

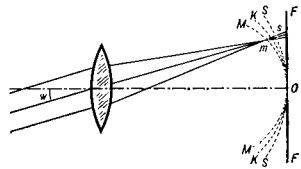
Сферическая абберация соответствует случаю, когда $A \neq 0$, а все др. коэфф. равны нулю. Из выражения (*) следует, что эта абберация не зависит от положения точки C в плоскости объекта, а зависит только от координаты точки A в плоскости входного зрачка, а именно, пропорциональна ρ^3 . Распределение освещё-

ности в пятне рассеяния таково, что в центре получается острый максимум при быстром уменьшении освещённости к краю пятна. Сферич. абберация — единств. геом. абберация, остающаяся и в том случае, если точка-объект находится на гл. оптич. оси системы.

Кома определяется выражениями при коэфф. $B \neq 0$. Равномерно падающим на входном зрачке окружающим соответствуют в плоскости изображения семейства окружностей (рис. 2) с радиусами, увеличивающимися как ρ^2 , центры к-рых удаляются от параксимального изображения также пропорционально ρ^2 . Огибающей этих окружностей (каустикой) являются две прямые, составляющие угол 60° . Изображение точки при падении комы имеет вид несимметрич. пятна, освещённость к-рого максимальна у вершины фигуры рассеяния и близка каустике. Кома отсутствует на оси центрированных оптич. систем.

Астигматизм и кривизна поля соответствуют случаю, когда не равны нулю коэфф. C и D . Из выражения (*) следует, что эти абберации пропорциональны квадрату удаления точки-объекта от оси и первой степени радиуса отверстия. Астигматизм обусловлен неодинаковой кривизной оптич. поверхности в разных плоскостях сечения и проявляется в том, что волновой фронт деформируется при прохождении оптич. системы, и фокус светового пучка в разных сечениях оказывается в разных точках. Фигура рассеяния представляет собой семейство эллипсов с равномерным распределением освещённости. Существуют две плоскости — меридиональная и перпендикулярная ей сагиттальная, в к-рых эллипсы превращаются в прямые отрезки. Центры кривизны в обоих сечениях наз. фокусами, а расстояние между ними является мерой астигматизма. Пучок параллельных лучей, падающих

Рис. 3. Астигматизм.



на оптич. систему под углом ω (рис. 3), в меридиональном сечении имеет фокус в точке m , а в сагиттальном — в точке s . С изменением угла ω положения фокусов m и s меняются, причём геом. места этих точек представляют собой поверхность вращения MOM и SOS вокруг гл. оси системы. На поверхности KOK , находящейся на равных расстояниях от MOM и SOS , искажение наименьшее, поэтому поверхность KOK наз. поверхностью наилучшей фокусировки. Отклонение этой поверхности от плоскости представляет собой абберацию, наз. кривизной поля. В оптич. системе может отсутствовать астигматизм (напр., если MOM и SOS совпадают), но кривизна поля остаётся: изображение будет резким на поверхности KOK , а в фокальной плоскости FF изображение точки будет иметь вид кружка.

Дисторсия проявляется в случае, если $E \neq 0$; как видно из ф-л (*), она может быть в меридиональной плоскости: $\delta g'_x = E \rho^3$; $\delta g'_y = 0$. Дисторсия не зависит от координат точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка (потому каждая точка изображается точкой), но зависит от расстояния точки до оптич. оси ($\sim l^3$), поэтому изображение искажается, нарушается закон подобия. Напр., изображение квадрата имеет вид подушкообразной и бочкообразной фигур (рис. 4) соответственно в случае $E > 0$ и $E < 0$.

Труднее всего устранить сферич. абберацию и кому. Уменьшая диафрагму, можно было бы практически

полностью устраняет обе эти абберации, однако уменьшение диафрагмы уменьшает яркость изображения и увеличивает дифракц. ошибки. Подбором линз

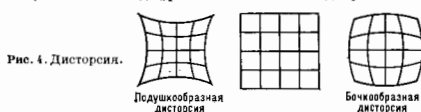


Рис. 4. Дисторсия.

устраняют дисторсию, астигматизм и кривизну поля изображения.

Хроматич. абберации. Излучение обычных источников света обладает сложным спектральным составом, что приводит к возникновению хроматич. аббераций. В отличие от геометрических, хроматич. абберации возникают и в парааксиальной области. Дисперсия света порождает два вида хроматич. аббераций: хроматизм положения фокусов и хроматизм увеличения. Первая характеризуется смещением плоскости изображения для разных длин волн, вторая — изменением поперечного увеличения. Подробнее см. *Хроматическая абберация*.

Лит.: Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969; Сивухин Д. В., Общий курс физики, [т. 4] — Оптика, 2 изд., М., 1985; Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981. Г. Г. Слюсарев.

АБЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗ — см. *Электро-оптические абберации*.

АБЕРАЦИИ СВЕТА — изменение направления распространения света (излучения) при переходе от одной системы отсчёта к другой. Пусть система отсчёта K' движется со скоростью v относительно системы отсчёта K . Углы, образуемые направлением распространения света с направлением движения K' относительно K , в K и K' обозначим соответственно θ и θ' . Тогда, согласно спец. теории относительности, справедливо след. соотношение между θ и θ' :

$$\sin \theta = \sin \theta' \frac{(1 - \frac{v^2}{c^2})^{1/4}}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta'} \quad (1)$$

Эта ф-ла — следствие общей ф-лы преобразования скорости движения частицы при переходе от одной системы отсчёта к другой (см. *Сложения скоростей закон*) для того частного случая, когда скорость частицы равна c . Угол $\alpha = \theta' - \theta$ наз. углом абберации. Если $v \ll c$, то с точностью до членов порядка v/c ф-ла (1) записывается в виде

$$\alpha = \theta' - \theta = \frac{v}{c} \sin \theta'.$$

Из-за $A. c.$ наблюдать, движущийся вместе с системой K' , видит источник света, смещённый (по сравнению с направлением на источник в системе K) в аперку движения на угол α .

$A. c.$ играет существ. роль при отнosit. движении источника и приёмника излучения со скоростями, близкими к c . Если в *собственной системе отсчёта* источника излучение происходит изотропно или с небольшой анизотропией, то в системе приёмника из-за $A. c.$ излучение сосредоточено в узком конусе [с углом при вершине порядка α , определяемом ф-лой (1)] в направлении движения источника. Такие движения происходят, напр., при синхротронном излучении энергичных заряженных частиц в магн. полях, на последних стадиях релятивистского *справитационного коллапса* или при падении тел в поле тяготения *чёрной дыр*.

В практич. астрономии $A. c.$ приводит к тому, что положение звёзд на небе меняется из-за движения наблюдателя вместе с Землёй. Так, вследствие годичного движения Земли вокруг Солнца со скоростью v_3 звёзды описывают на небесной сфере аберрац.

эллипсы, большая полуось к-рых имеет размер $\approx v_3/c$, т. е. ок. $20,5''$.

И. Д. Новиков.

АБСОЛЮТНАЯ ЗВЁЗДНАЯ ВЕЛИЧИНА — см. *Звёздные величин*.

АБСОЛЮТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — тип неустойчивости в системе с распределёнными параметрами (плазма, жидкости, твёрдое тело), при к-ром малое нач. возмущение неограниченно нарастает во времени в любой фиксированной точке пространства. $A. n.$ является «антиподом» конвективной неустойчивости, при к-рой возмущение, возникшее в нек-рой фиксированной точке пространства, спадает в к.-л. направлении, а в данной точке стремится к нулю при $t \rightarrow \infty$. В однородном безграничном пространстве различие между этими типами неустойчивости относительно в том смысле, что при переходе от одной системы отсчёта к другой, движущейся вместе с возмущением, $A. n.$ может переходить в конвективную, и наоборот. В реальной системе отсчёта, имеющей границы (напр., стенки), конвективная неустойчивость может вообще не успеть развиться, иржеде чем возмущение будет вынесено за границы системы (напр., при течиении жидкости в трубе). См. также *Неустойчивость плазмы*.

Лит.: Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, § 62, с. 324; Федорченко А. М., Кудрявцев Н. И., Абсолютная и конвективная неустойчивости в плазме и твёрдых телах, М., 1981; В. И. Орловский.

АБСОЛЮТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА — одно из осн. понятий термодинамики, введённое У. Томсоном (Кельвином; W. Thomson) в 1848; обозначается буквой T . Согласно *второму началу термодинамики*, $1/T$ — интегрирующий множитель для кол-ва теплоты δQ , полученной системой при любом обратимом процессе, поэтому $\delta Q/T = dS$ — дифференциал ф-ции состояния S (*энтропии*). Это позволяет ввести абс. термодинамич. шкалу Кельвина с помощью обратимых термодинамич. циклов, напр. *Карно цикла*. $A. t.$ связана с энтропией, внутр. энергией U и объёмом V соотношением $1/T = (\partial S/\partial U)_V$. $A. t.$ выражается в кельвинах (К), отсчитывается от *абсолютного нуля температуры* и измеряется по *Международной практической температурной шкале*.

В статистич. физике $A. t.$ входит в *каноническое распределение Гиббса* $f = Z^{-1} \exp(-H/kT)$, где H — ф-ция Гамильтона системы, Z — статистич. интеграл. В статистич. теории неравновесных процессов $A. t.$ вводится с помощью *локально-равновесного распределения*, подобного распределению Гиббса, но с $A. t.$, зависящей от пространственных координат и времени; см. *Энтропия*.

АБСОЛЮТНО НЕЙТРАЛЬНАЯ ЧАСТИЦА — то же, что *истинно нейтральные частицы*.

АБСОЛЮТНО ЧЁРНОЕ ТЕЛО — понятие теории теплового излучения, означающее тело, к-рое полностью поглощает любое падающее на его поверхность эл.-магн. излучение, независимо от тем-ры этого тела. Т. о., для $A. ч. т.$ поглощательная способность (отношение поглощённой энергии к энергии падающего излучения) равна 1 при излучениях всех частот, направлений распространения и поляризации. Плотность энергии и спектральный состав излучения, испускаемого единицей поверхности $A. ч. т.$ (излучения $A. ч. т.$, чёрного излучения), зависит только от его тем-ры, но не от природы излучающего вещества. Излучение $A. ч. т.$ может находиться в равновесии с веществом (при равенстве потоков излучения, испускаемого и поглощаемого $A. ч. т.$, имеющим определ. тем-пу), но своим характеристическим такое излучение представляет *излучение равновесное* и подчиняется *Планку закону излучения*, определяющему испуск. способность и энергетич. яркость $A. ч. т.$ (пропорциональные плотности энергии равновесного излучения).



Понятие А. ч. т. введено в 1859 Г. Р. Кирхгофом (G. R. Kirchhoff), установившим связь между испусканием и поглощением телом, находящегося в равновесии с излучением при определенной темп-ре (см. *Кирхгофа закон излучения*). А. ч. т. в природе не существует, однако хорошим приближением к нему являются устройства, состоящие из замкнутой полости, внутр. поверхность к-рой нагрета до темп-ры T , с отверстием, малым по сравнению с размерами полости. Внутр. полости устанавливается практически полное равновесие излучения с веществом, и плотность энергии выходящего из отверстия излучения очень мало отличается от равновесной. Подобные устройства, с высокой точностью моделирующие А. ч. т., применяются в качестве световых эталонов, используют при измерениях высоких темп-р (см. *Пирометрия оптическая*).

Лит. см. при ст. *Излучение равновесное*. М. А. Ельяшевич. **АБСОЛЮТНЫЙ НУЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ** — начало отсчета абсолютной температуры по термодинамич. шкале (шкале Кельвина). А. н. т. расположен на 273.16 К ниже темп-ры тройной точки воды (на 273.15°C ниже нуля темп-ры по шкале Цельсия; см. *Температурные шкалы*). Согласно 3-му началу термодинамики (теореме Нерста), при стремлении темп-ры системы к А. н. т. к нулю стремятся и её антропия, теплоемкость, коэфф. теплового расширения. При А. н. т. прекращаются хаотич. движения атомов, молекул, электронов, определяющие темп-ру системы, во остаются их регулярные движения, подчиняющиеся квантовой механике, напр. *нулевые колебания* атомов в решетке, с к-рыми связана *нулевая энергия*.

Получение темп-р, предельно приближающихся к А. н. т., представляет сложную эксперим. проблему (см. *Низкие температуры*). Д. Н. Зубарев.

АБСОРБИЦИОННЫЙ СВЕТОФИЛЬТР — см. в ст. *Светофильтры*.

АБСОРБЦИЯ (лат. absorptio, от absorbeo — поглощаю) — поглощение веществ из газовой смеси жидкостями или (реже) твердыми телами (абсорбентами); один из видов сорбции. При А. поглощение происходит во всем объеме абсорбента (в отличие от адсорбции — поглощения вещества поверхностью). Ранее к А. относили involvement к-л. компонента жидким растворителем, к-рое наз. э к с т р а к ц и е й. А. газов металлами наз. о к л а з а и е й. Если при А. происходит хим. взаимодействие поглощаемого вещества с абсорбентом, то процесс относят к *хемосорбции*.

А. определяется процессами адсорбции, растворимостью абсорб. вещества в абсорбенте и *диффузией* в нем. Скорость А. тем выше, чем выше парциальное давление поглощаемого вещества в газовой смеси и чем ниже темп-ра абсорбента. При повышении темп-ры поглощенные вещества выделяются из раствора — происходит *десорбция*. Процессы А. и десорбции широко используются в хим. произ-ве.

АБСОРБЦИЯ СВЕТА — то же, что *поглощение света*.

АВОГАДРО ЗАКОН — закон, согласно к-рому при одинаковых темп-рах T и давлениях p в равных объемах любых идеальных газов содержится одинаковое число молекул N_A . Открыт А. Авогадро (А. Avogadro) в 1811. А. з. можно сформулировать иначе: 1 моль любого из веществ в газообразном состоянии при одинаковых T и p занимает вполне опред. объем. При $p = 101,325$ кПа, $T = 273,15$ К этот объем равен 22,41383 м³. Кол-во молекул, содержащихся в 1 моль вещества, равно *Авогадро постоянной*.

А. з. является следствием *кинетической теории газов*, согласно к-рой для идеального газа $pV = \frac{1}{2} N m \bar{v}^2$ (m — масса молекулы, \bar{v}^2 — ср. квадратич. скорость). Т. к. $m\bar{v}^2/2 = 3/2 kT$, для двух разл. газов при $p_1 = p_2$, $V_1 = V_2$ и $T_1 = T_2$ получим:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 = N_1 k T_1 = N_2 k T_2,$$

т. е. $N_1 = N_2$.

АВОГАДРО ПОСТОЯННАЯ (число Авогадро) — число структурных элементов (атомов, молекул, ионов или др. частиц) в 1 моль. Назв. в честь А. Авогадро, обозначается N_A . А. п. — одна из фундам. физ. констант, существенная для определения многих других физ. констант (*Вольфганг постоянная*, *Фарадея постоянная* и др.). Один из лучших экстрим. методов определения А. п. основан на измерении электрич. заряда, необходимого для электролитич. разложения известного числа молей сложного вещества, и на измерении заряда электрона. Наиб. достоверное значение А. п. (на 1984) $N_A = 6,022045(31) \cdot 10^{23}$ моль⁻¹. А. п. позволяет связать *атомную единицу массы* с килограммом — единицей массы в СИ: 1 а. е. м. = $(10^{-3}$ кг·моль⁻¹)/ N_A . **АВРОРАЛЬНЫЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ** (англ., франц. auroral — напоминающий полярное сияние, вызванный полярным сиянием) — явление, наблюдаемое при КВ- и УКВ-радиолокации ионосферы; обусловлено рассеянием радиоволн на неоднородностях ионосферной плазмы в зоне полярных сияний (см. *Полярные радиотражения*).

АВТОВОЛНЫ — разновидность самоподдерживающихся волн в активных, т. е. содержащих источники энергии, средах (распространенных системах). Первоначально термин «А. в.» применялся для любых видов автоколеб. процессов в системах с *распределенными параметрами*, но затем стал применяться гл. обр. к таким процессам, где с волной переносится лишь относительно малые порции энергии, необходимые для синхронизации, последоват. запуска или переключения элементов активной среды. В той же степени, как и в обычных автоколебаниях, характер установившегося движения в целом определяется (с точностью до фазы) свойствами системы и не зависит от нач. условий, локальная структура А. «отростан» и от начальных, и от граничных условий. В простейших случаях А. описываются нелинейными параболич. (диффузионным) у-рнением

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{2} f(u) + D \Delta u, \quad (*)$$

где $f(u)$ — нелинейная ф-ция, характеризующая, в частности, локальные источники энергии в среде, т. е. вращающиеся f и нуль, означают состояния равновесия (устойчивым или неустойчивым). Если таких значений несколько, то в системе возможны А. переброса из одного состояния в другое. Скорость таких волн имеет порядок $\sqrt{D/\tau}$, а длительность — порядок τ .

В системах из двух или более компонент А. описываются неск. связанными у-рнениями вида $(*)$ с различными, вообще говоря, параметрами t и D . В них А. могут иметь более сложный вид, напр. одиночных импульсов (импульс возбуждения в нервно волокне и др.) или периодич. волн (плоских, круговых, спиральных).

Химически активная среда, представляющая собой тонкий слой водного раствора, в к-ром идет автоколеб. реакция окисления малоновой к-ты броматом, катализируемая комплексными ионами железа, является весьма удобным объектом, где наблюдалось наиб. число разл. типов А. (рис. 1 и 2). Простые А. (квазипериодич. с пост. скоростью) являются нормальным режимом в важных биол. системах и в ряде техн. процессов: горении всех видов, гетерогенном катализе, передаче информации в активных линиях и т. д. Во всех этих случаях сложные А. (вращающиеся, спиральные, нульсформирующие) — причина сырая нормального режима или возникновения шумов, неустойчивостей и помех. Теория А. активно развивается, однако еще далека от завершения.

Важнейший пример А. — импульсы возбуждения в биол. мембранных системах (нервных волокнах, мышцах, миокарде), где компонентами являются транс-

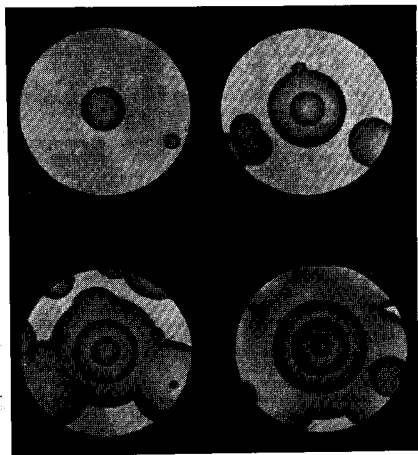


Рис. 1. Концентрические автоволны в химически активной среде, исходящие из точечного источника — ведущего центра. Период следования волн $T=55$ с, длина волны $\lambda=0,55$ см, интервалы между кадрами 45 с, скорость волн $v=0,01$ см/с.

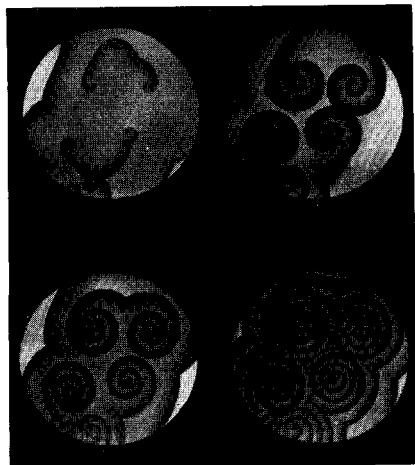


Рис. 2. Спиральные волны в химически активной среде, образующиеся после разрыва фронта концентрической волны. В установившемся режиме $T=15$ с, $\lambda=0,15$ см, интервалы между кадрами 30 с, скорость волн $v=0,01$ см/с.

мембранная разность потенциалов и ионная проводимость мембраны. В частности, в сердце имеется т. н. водитель ритма — небольшая область, где мембрана находится в автоколебат. режиме. В норме А., распространяющаяся от водителя ритма, имеет длину (~ 1 м) много большую, чем линейные размеры сердца (~ 5 см), что обеспечивает одноврем. сокращение всей массы миокарда. Однако при ряде патологий возникают разрывы фронта нормальной А., из последних образуются спиральные А. с очень малой длиной (~ 0,1—1 см), что ведёт к смертельно опасным нарушениям режима сокращения сердца. Теория А. позволяет выделить параметры, ответственные за устойчивость нормальных и патологических А.

К А. часто относят и стационарные упрощённые распределения (т. н. диссипативные структуры), возникающие в активных средах, описываемых диффузионными уравнениями. А. играют также важную роль в морфогенезе, образуя структуры, предшествующие окончат. установлению формы многоклеточных организмов.

Лит.: Жаботинский А. М., Концентрационные автоколебания, М., 1974; Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике, пер. с англ., М., 1977; Автоволновые процессы в системах с диффузией, Г. 105; Field R. J., Burger M., Oscillations and travelling waves in chemical systems, N.Y.— [a.o.], 1984.

А. М. Жаботинский.

АВТОИОНИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ атомов (и ионов) — состояния, в к-рых возбуждены два электрона или более, так что суммарная энергия возбуждений больше энергии одноэлектронной ионизации атома. А. с. являются неустойчивыми и могут распадаться с испусканием электронов и фотонов в непрерывном спектре (*жезе-эффект*).

А. с. возникают в газах и плазме при образовании лавасий но внутр. оболочках атомов под действием фотонов и столкновений с электронами (и/или ионами) либо при одноврем. возбуждении неск. электронов.

Лит. см. при ст. Ионизация.

Л. И. Пресняков.

АВТОИОНИЗАЦИЯ — то же, что *ионизация полев.*
АВТОИОННЫЙ МИКРОСКОП — то же, что *ионный проектор*.

АВТОКОЛЕБАНИЯ — незатухающие колебания в диссипативной нелинейной системе, поддерживаемые за счёт энергии внеш. источника, параметры к-рых (амплитуда, частота, спектр колебаний) определяются свойствами самой системы и не зависят от конечного изменения нач. условий. Термин «А.» введён А. А. Андроновым в 1928.

А. принципиально отличаются от др. колебат. процессов в диссипативных системах тем, что для их поддержания не требуется колебат. воздействия извне. Примеры А.: колебания скрипичной струны при движении смычка, тока в радиотехн. генераторе, воздуха в органичной трубе, маятника в часах. Возникают А. в результате развития колебат. неустойчивостей с их последующей стабилизацией из-за прекращения поступления энергии от источника или прогрессирующего возрастания потерь (диссипации). Режим стационарных А. определяется из условия энергетич. баланса — в ср. за период диссипативных траты энергии $Q(I)$ (I — интенсивность А.) должны точно компенсироваться поступлением энергии $W(I)$ от источника: $Q(I_0)=W(I_0)$. Если в окрестности стационарного режима I_0 энергия потерь $Q(I)$ при изменении I растёт быстрее, чем приток энергии $W(I)$, то этот режим А., с энергетич. точки зрения, устойчив (рис. 1, а); если же быстрее увеличивается $W(I)$, то стационарный режим неустойчив (рис. 1, б). Даже в тех случаях, когда можно ввести ф-ции Q и W , они обычно зависят не только от интенсивностей А., но и от их фаз, поэтому энергетич. метод определения устойчивости А. в общем случае неверен. Системы, в к-рых А. возникают «самопроизвольно» — без нач. толчка, наз. системами с мягким режимом возбуждения; если для

возникновения А. необходим конечный нач. толчок, то говорят о жёстком режиме возбуждения.

В простейших автоколебл. системах можно выделить колебл. систему с затуханием, усилитель колебаний, нелинейный ограничитель и звено обратной

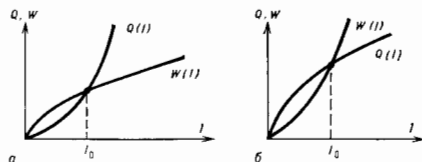
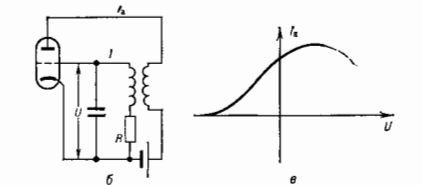
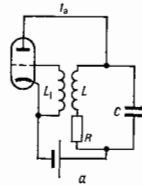


Рис. 1. Энергетическая схема установления автоколебаний: а — стационарный режим устойчив; б — стационарный режим неустойчив.

связи. Напр., в ламповом генераторе (генераторе Ван дер Поля, рис. 2, а, б) колебл. контур с потерями, состоящий из ёмкости С, индуктивности L и сопротивления R, представляет собой диссипативную колебл. систему, цепь катод — сетка и индуктивность L

Рис. 2. Схем генераторов Ван дер Поля: а — с колебательным контуром в цепи анода; б — с колебательным контуром в цепи сетки; в — характеристика лампы.



образуют цепь обратной связи. Случайно возникшие в колебл. контуре малые собств. колебания через катушку L управляют анодным током лампы, к-рая является усилителем. При положеии обратной связи (т. е. при определённом взаимном расположении катушек L и L₀) в контур вносится определ. энергия.

Если эта энергия больше энергии потерь в контуре, то амплитуда малых вначале колебаний в контуре нарастает. Поскольку анодный ток лампы зависит от напряжения на сетке нелинейным образом (рис. 2, в), то при нарастании амплитуды колебаний энергия, поступающая в контур, уменьшается и при нек-рой амплитуде колебаний становится равной энергии потерь. В результате устанавливается режим стационарных А., при к-ром внеш. источник (анодная батарея) компенсирует все потери энергии. Т. о., автоколебл. системы должны быть принципиально нелинейными — именно нелинейность не позволяет колебаниям безгранично нарастать, управляя поступлением и тратами энергии источника.

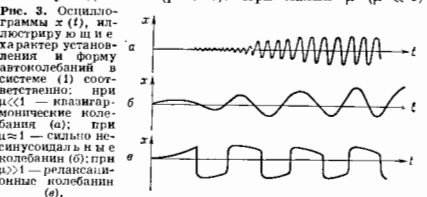
Чтобы определить характер А. и зависимость их амплитуды и формы от параметров системы, необходимо обратиться к анализу соответствующей математической модели. Для простейшего генератора (рис.

2, а) такой моделью служит уравнение Ван дер Поля

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \mu(1-x^2)\frac{dx}{dt} + x = 0, \quad (1)$$

к-рое получается при пренебрежении сеточными токами лампы и аппроксимации её характеристики кривой, представленной на рис. 2, в. Это ур-ние записано в безразмерных переменных, где $x = \beta^{1/2}u$; $t = \omega_0 t$; $\mu = \alpha \omega_0$. Здесь $\omega_0 = (LC)^{1/2}$ — собств. частота колебл. контура, $\alpha = (LC)^{1/2}(MS_0 - RC)$ — параметр превышения над порогом генерации (при $\alpha < 0$ котора в контуре больше, чем вносимая энергия), $\beta = 2MS_0(RC - MS_0)^{-1}$ характеризует амплитуду А., $M =$ коэфф. взаимной индукции, S_0 и $S_2 =$ параметры вольт-амперной характеристики усилит. лампы. Тот факт, что А. в рассматриваемой системе описываются дифференц. ур-нием 2-го порядка (его фазовое пространство — плоскость), сразу накладывает принцип ограничения на вид А. В неподвижных системах возможны только периодич. А.

Геом. образом установившихся А. в фазовом пространстве системы служат аттракторы — траектории (или множество траекторий), расположенные в огранич. области фазового пространства и притягивающая к себе все близкие траектории. Поскольку на фазовой плоскости траектории пересекаться не могут, в системах 2-го порядка может существовать лишь простейший нетривиальный аттрактор — замкнутая траектория, к к-рой стремится все ближайшие траектории. Такая траектория наз. предельным циклом и к-рый служит образцом периодич. А. Размеры предельного цикла определяют амплитуду А., время движения изображающей точки по циклу — период А., а форма предельного цикла — форму колебаний. Величина μ характеризует нелинейность системы: чем больше нелинейность, тем больше форма колебаний отличается от синусоидальной (рис. 3). При малых μ ($\mu \ll 1$)



потери в контуре и вносимая в него энергия очень малы — ур-ние (1) близко к ур-нию гармонич. осциллятора, а А. близки к синусоидальным с частотой ω_0 .

В др. предельном случае ($\mu \gg 1$) потери в контуре и вносимая в него энергия очень велики по сравнению с энергией в нём запасённой, поэтому колебания будут сильно отличаться от синусоидальных, превращаясь в релаксационные. Анализ таких А. удобно проводить, разделяя движения на участки быстрых и медленных движений (см. Реаксационные колебания).

При изменении величины параметра μ не происходит никаких качественных изменений в структуре разбиения фазовой плоскости ур-ния (1) на траектории — при любом $\mu > 0$ в системе имеются единств. состояние равновесия ($x=0, dx/dt=0$), к-рое неустойчиво, и единств. предельный цикл, к-рый устойчив. Качественные перестройки — бифуркации происходят лишь при смене знака μ . Рассматриваемая картина соответствует мягкому режиму возникновения А., к-рому соответствует фазовый портрет, изображённый на рис. 4, а. В системах с жёстким режимом возбуждения колебания самопроизвольно нарастают лишь с нек-рой нач. амплитудой, т. е. когда имеется толчок с амплитудой, большей нек-рого кри-

тич. значения; при этом на фазовом портрете (рис. 5) нач. точка должна лежать вне заштрихованной области, т. е. изображающая точка должна быть выведена за пределы области притяжения устойчивого состояния равновесия, границей к-рого служит неустойчивый предельный цикл.

В системах, даже незначительно более сложных, чем генератор на рис. 2, а, напр., в системах с полутора степенями свободы, возможны не только периодич. и квазипериодич. А. (с несколькими несомержимыми частотами), но и А., ничем неотличимые от случайных — т. п. стохастические А. Примером такой автоколеб. системы — генератора шума, в к-ром хаотич. колебания (колебания со сплошным спектром) совершаются в диссипативной системе за счёт энергии регулярирующих источников, может служить генератор на рис. 2, б, если в контур последовательно с индуктивностью добавлен нелинейный элемент с независимой однозначной вольт-амперной характеристикой (рис. 6). Таким элементом является, напр., *туннельный диод*. Матем. модель соответствующая такому генератору *динамическая система* может быть представлена в виде системы 3-го порядка:

$$\begin{cases} \dot{z} = 2hz + y - gz, \\ \dot{y} = -x, \\ \dot{x} = z - f(x). \end{cases} \quad (2)$$

Здесь x, y, z — соответственно безразмерные токи в контуре, напряжение на ёмкости и напряжение на



Рис. 5. Фазовый портрет, отвечающий нейстому возбуждению автоколебаний: 1 — устойчивый предельный цикл; 2 — неустойчивый предельный цикл; 3 — устойчивое состояние равновесия.

туннельном диоде, h — инкремент нарастания колебаний в контуре в отсутствие диода, g характеризует степень влияния диода на процесс в контуре, $\epsilon \ll 1$ — малый параметр, пропорциональный ёмкости туннельного диода, $f(x)$ — его нормированная характеристика. Фазовое пространство системы (2) трёхмерно. При определ. параметрах в этом фазовом пространстве все траектории будут входить в ограниченную область, внутри к-рой нет ни устойчивых состояний равновесия, ни устойчивых предельных циклов. Внутри этой области содержится притягивающее множество траекторий, каждая из к-рых неустойчива, — это т. н. *странный аттрактор*. Подобно тому, как предельный цикл является образом периодич. А., образом стохастич. А. служит странный аттрактор.

Для автоколеб. систем с неск. степенями свободы характерны такие явления, как синхронизация и конкуренция колебаний. Разделяют внеш. синхронизацию А., или захватывание частоты генератора, и взаимную синхронизацию. При захватывании частоты устанавливаются А. с частотой и фазой, соответствующими частоте и фазе внеш. периодич. воздействия, а при взаимной синхронизации — периодич. сфазированные колебания в ансамбле подсистем, к-рые в независимом режиме работы характеризуются разл. частотами. Захватывание частоты широко используется для управления и стабилизации частоты мощных малостойбильных генераторов с помощью высокостойбильных маломощных (напр., в лазерах). Полоса захватывания — область расстройек между частотами собств. колебаний и внеш. сигналом, внутри к-рой устанавливается режим синхронизации, — расширяется при увеличении амплитуды внеш. воздействия. Вне границ

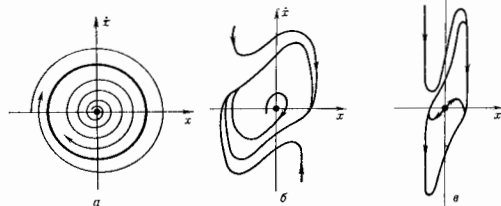


Рис. 6. Фазовые портреты системы (1): а — при $\mu \ll 1$; б — при $\mu = 1$; в — при $\mu \gg 1$.

пильцы захватывания устойчивый режим генерации периодич. колебаний сменяется режимом биений — режимом квазипериодич. колебаний либо стохастич. режимом. Взаимная синхронизация подсистем или различных элементарных колебаний (мод) используется при работе неск. генераторов на общую нагрузку, для получения коротких импульсов в многомодовых генераторах (напр., лазерах) и т. д.

Конкуренция мод — подавление одних мод другими в автоколеб. системах — связана с тем, что конкурирующие моды черпают энергию на покрытие диссипативных расходов из общего источника. В результате одни моды создают дополнит. нелинейное затухание для других. Благодаря эффектам конкуренции и взаимной синхронизации колебаний в автоколеб. системах с большим числом степеней свободы (или даже бесконечным числом — в случае распределённых систем) возможно установление из нач. шума (нарастающих в результате развития линейных неустойчивостей флуктуаций на разл. частотах) режима регулярных периодич. А. Эффекты конкуренции и синхронизации оказываются принципиальными и для появления высокоорганизованных структур в нелинейных неравновесных средах.

В распределённых системах характер А. существенно зависит, помимо вида нелинейности, ещё и от особенностей дисперсии среды и граничных условий, в частности наличия резонатора. В некоторых случаях спектр возбуждения мод и особенности их нелинейного взаимодействия таковы, что при анализе А. в распределённой системе с бесконечным числом степеней свободы возможно ограничиться т. н. одномодовым описанием. Для примера рассмотрим А. в

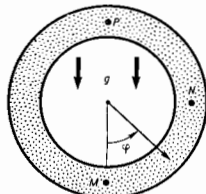


Рис. 7. Кольцевая труба, заполненная жидкостью, — коопевтингал петля; g — ускорение силы тяжести, T_n — тем-ра в точке P , T_n — тем-ра в точке M .

кольцевом резонаторе — расположенной в вертикал. плоскости замкнутой трубе, заполненной вязкой жидкостью (рис. 7). При подогреве кольца снизу в системе устанавливается режим конвекции: более лёгкая, нагретая в основании кольца часть жидкости всплывает, заставляя охлаждённую жидкость опускаться

винз. Т. о., начиная с нек-рой разности темп-р $T_b - T_a = \Delta T$, устанавливается режим стационарного вращения жидкости по или против часовой стрелки. При этом вся жидкость вращается как целое — реализуется лишь одно набв. крупномасштабное движение. Дальнейшее увеличение ΔT ($\Delta T > \Delta T_c$) приводит к возникновению А., проявляющихся в том, что жидкое кольцо внутри трубы время от времени будет менять направление своего движения. Физически это можно пояснить так: нуть в данный момент жидкость движется по часовой стрелке, при достаточно большом ΔT архимедова сила велика и водное кольцо ускоряется настолько, что остывший сверху жидкий объём, пройдя горячее основание и не успев нагреться, уже не достигает верх. части кольца и приставляется (архимедова сила недостаточна, чтобы преодолеть силу вязкости и гравитации). При этом опускающаяся (правая) часть жидкости теплее и, следовательно, легче поднимающейся. В результате торможения жидкого кольца жидкость в его основании нагревается и всплывает, но уже в противоположном направлении — давление справа меньше, чем слева. Т. о., жидкое кольцо меняет направление своего вращения и начинает вращаться против часовой стрелки. Затем всё повторяется в обратном порядке. Такие вынужденные тепловые конвекции А. могут быть как периодическими, так и стохастическими. Поскольку никакие другие масштабы движения, кроме основного, в А. рассматриваемого вида не участвуют, матем. модель для описания этих А. может быть получена из исходных ур-ний гидродинамики в предположении, что зависимость полей скорости и темп-р от пространственных координат не меняется во времени и пропорциональна $\sin \varphi$, где φ — угл. координата элементарного объёма жидкости. В результате для безразмерных скорости $x(t)$ движения жидкого кольца, темп-р $y(t)$ жидкости в точке N и темп-р $z(t)$ в точке M можно возлучить систему ур-ний в обыкновенных производных:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \sigma(y - z), \\ \frac{dy}{dt} &= -y + \tau x - z, \\ \frac{dz}{dt} &= xy - z, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma, \tau > 0$. Это — известная система Лоренца (см. Лоренца система), к-рая является одной из осн. моделей теории хаотичности. А. В зависимости от параметров σ и τ в фазовом пространстве системы (3) могут существовать как устойчивый предельный цикл, так и странный аттрактор.

В общем случае А. в резонаторах, к-рые описываются ур-ниями в частных производных с соответствующими граничными условиями, невозможно представить с помощью конечномерной динам. системы. Однако, как правило, благодаря разного рода физ. обстоятельствам, напр. наличию диссипации, прогрессирующей с ростом частоты или уменьшением пространственного масштаба пульсации, такое конечномерное описание оказывается справедливым.

В неравновесных диссипативных средах, помимо А., о к-рых речь шла выше, возможны ещё т. н. автоволны и автоструктуры — не связанные с граничными условиями пространственно-временные образования, параметры к-рых определяются лишь свойствами нелинейной неравновесной среды, напр. удлинением фронты горения и волны популяции, импульсы в нервных волокнах, цилиндрические и спиральные волны в сердечной ткани и др. Стохастич. А. в нелинейных неравновесных средах — это турбулентность.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хаин В. С. Э. Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Горелов Р. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Харкевич А. А., Автоколебания, М., 1953; Ландау П. С., Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы, М., 1980; Рабинович

и в ч. М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

М. И. Рабинович.
АВТОКОЛЛИМАЦИЯ [от греч. *antós* — сам и лат. *collimo* (искажение правильного *colloineo*) — направляю по прямой линии] — ход световых лучей, при к-ром они, выйдя параллельным пучком из *коллиматора*, выходящего в состав оптич. системы, отражаются от плоского зеркала и проходят систему в обратном направлении. Если зеркало перпендикулярно оптич. оси системы, то излучающая точка, лежащая в фокальной плоскости яв. этой оси, совмещается с её изображением в отражённых лучах; поворот зеркала приводит к смещению изображения. А. используются в оптич. приборах (напр., в спектральных) для точных угл. измерений, для выверки параллельности оптич. деталей (напр., зеркала в лазерах), контроля параллельности перемещений и т. д. А. М. Вонк-Бурчак.

АВТОЛОКАЛИЗАЦИЯ (от греч. *antós* — сам и лат. *localis* — местный) в в а з и ч а с т и ц в т в ё р д ч т е л а х — возникновение сильной деформации кристаллич. решётки вокруг *квазичастицы* (электрона проводимости, дырки, экситона), приводящее к её локализации в потенциальной яме, созданной деформацией. Предсказана Л. Д. Ландау в 1933 [1]. А. наступает, если связь квазичастицы с решёткой является достаточно сильной. Вследствие трансляционной инвариантности автолокализ. квазичастица сохраняет возможность перемещаться по кристаллу, но её эффективная масса значительно возрастает, а коэфф. диффузии обычно уменьшается.

Изменение энергетич. спектра квазичастицы зависит от соотношения между шириной разрешённой энергетич. зоны $2E_b$ свободных квазичастиц и величин $h\omega$, где ω — частота колебаний кристаллич. решётки, *набв.* сильно взаимодействующей с частицей. Если $E_b \ll h\omega$, то яри А. зона разрешённых состояний на шкале энергий понижается на величину E_R и сужается на величину $\sim \exp(-E_R/h\omega)$. Качеств. перестройки спектра квазичастицы не происходит, и, если эксклюзивный фактор не слишком мал, спектр автолокализованных (одетых) состояний квазичастицы сохраняет заметную ширину. Пример — экситон в молекулярных кристаллах (типа бензола), *одевание* к-рого происходит за счёт взаимодействия

Энергетическая диаграмма кристалла при наличии автолокализации; волнистые линии изображают туннелирование в автолокализ. состоянии, штриховые линии — резонансы.



с внутр. фононами (см. *Вибронные возбуждения*). Более интересен случай $E_b \gg h\omega$, когда спектр качественно перестраивается: под дном разрешённой зоны, к-рая в целом не разрушается, появляются автолокализ. состояния (рис.). Ниже обсуждается этот случай.

Автолокализ. состояния могут быть как *большого* (по сравнению с постоянной решётки), так и *малого* радиуса; радиус зависит от типа квазичастицы, закона её взаимодействия с фононами и размерности системы [2—5]. Примеры автолокализ. состояний большого радиуса — т. н. континуальный полярон, автолокализ. состояния в одномерных системах [2], фазоны. Обычно автолокализ. состояния имеют малый радиус. Это — *поляроны* в оксидах переходных металлов [4], автолокализ. дырки в щелочно-галогенных кристаллах [3], экситоны в кристаллах итерных

элементов [5] и т. д. С ростом температуры T зонный механизм переноса сменяется прыжковым.

Свободные и автолокализованные состояния квазиэлектрон в кристалле осуществляют. Они разделены энергетич. барьером W , связанным с затратой энергии на образование потенциальной ямы, к-рая может захватить квазиэлектрон. Барьер возникает в трёхмерных системах, когда взаимодействие квазиэлектрон с фононами является неполяризованным (в случае полупроводника идёт без барьера). Автолокализационный барьер эффективен вплоть до высоты $W \sim \hbar\omega/2$. Для описания связи квазиэлектрон с фононами удобно ввести параметры $\Lambda = \varepsilon_p/\varepsilon_b$ и $\lambda = (\hbar\omega/\varepsilon_b)\Lambda$. А наступает, когда $\Lambda \geq 1$. Величина λ характеризует рассеяние свободных квазиэлектрон. Из-за малости $\hbar\omega/\varepsilon_b$ параметр $\lambda \ll 1$ даже при $\Lambda \geq 1$. Это приводит к слабому рассеянию свободных квазиэлектрон в условиях поляризации А. Скорость превращения свободных квазиэлектрон в автолокализованные определяется при низких температурах туннелированием через автолокализационный барьер, при высоких — термоактивацией.

Существование свободных и автолокализованных экситонов обнаружено в ряде веществ (иониды щелочных металлов [3], твердые неорганические газы [5] и др.) по одновременному присутствию в спектре люминесценции двух типов собственного свечения.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 90; 2) Рабба Э. И., Автолокализация экситонов, в кн.: Экситоны, М., 1985; 3) Луцки Ч. Б., Свободные и автолокализованные экситоны в полупроводниках металлов. Свойства и динамика, там же; 4) Поллора М., 1975; 5) Ваченко Е. В., Фугель И. Я., Экситоны и атомарные кристаллы, в кн.: Криофизика, К., 1983. Э. И. Рабба.

АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА — комплекс средств и методов для ускорения сбора и обработки эксперим. данных, интенсификация использования эксперим. установок, повышения эффективности работы исследователей. Характерной особенностью А.э. является использование ЭВМ, что позволяет собирать, хранить и обрабатывать большое кол-во информации, управлять экспериментом в процессе его проведения, обслуживать одновременно неск. установок и т. д. Первые попытки А.э. возникли в 1950-е гг. в исследованиях, связанных с ядерной физикой. В последующие годы А.э. нашла применение в др. областях физики и естественных науках: в физике элементарных частиц, термоядерных, космич. и медико-биол. исследованиях, в геофизике, радиоастрономии и т. н. Используемые при этом автоматизир. системы (АС) эксперим. исследований отличаются большим разнообразием, однако можно выделить общие принципы, обеспечивающие их эффективность.

Общие принципы и требования: 1. Повышенные требования к быстродействию АС, поскольку такие системы предназначены для быстрого получения и анализа данных и быстрого принятия решений. 2. Высокая надёжность АС, возможность длительной безотказной работы, что связано с увеличением стоимости совр. эксперим. установок. 3. Простота акселерации АС и использование готовых унифициров. блоков. 4. Необходимость предварительного планирования исследований и разработка возможных вариантов. 5. Гибкость АС, допускающая изменение её структуры и состава в процессе работы. 6. Возможность коллективного обслуживания разл. установок. 7. В АС должен быть предусмотрен диалоговый режим работы, когда осуществляется непосредств. связь человека с системой с помощью спец. языка. 8. В АС необходима простан и быстрая система контроля. Для контроля системы в целом обычно вводит нек-рые из критич. критерий, характеризующий работу системы в среднем. Таким критерием может быть результат измерения известной величины: если полученные значения находятся в допустимых пределах, то состояние системы считается удовлетворительным.

ЭВМ в АС работают в режиме реального масштаба времени, или в линиию. При этом ЭВМ, получая от системы данные, обрабатывает их и выдает результаты настолько быстро, что их можно использовать для воздействия на систему (или объект исследования). В эксперим. исследованиях чаще применяют смешанный режим. Часть данных обрабатывают в реальном времени и используют для контроля и управления, а осн. массив данных с помощью ЭВМ записывают на долговременный носитель (чаще на магн. ленты) и обрабатывают после окончания сбора данных. Цельсообразность такого режима обусловлена скорее экономич. причинами, ибо невыгодно применять быстрействующее дорогое оборудование, к-рое успевало бы в реальном времени обрабатывать полный массив данных. Это связано с тем, что полностью автоматизир. обработка данных может производиться только в рутинных исследованиях по уточнению нек-рых констант, когда вся процедура обработки, все поправки уже известны.

При выполнении новых исследований трудно предусмотреть все тонкости измерений. В ходе исследования могут появиться неожиданные результаты, к-рые необходимо уточнить или подтвердить. Для решения этой задачи с помощью АС приходится проводить предварит. обработку данных в возможно более короткие сроки (лучше в реальном времени), нусть даже но приближенным ф-лам, с худшей, чем окончат. обработка, точностью. Подобное оперативное изменение условий эксперимента на основании экспресс-обработки данных получило назв. управление экспериментом, что не совсем точно, поскольку происходит лишь изменение условий измерений на основании анализа полученных данных.

Матем. (программное) обеспечение и АС разрабатывают на основе матем. методов анализа данных. Матем. обеспечение на алгоритмич. уровне практически не связано с конкретным типом ЭВМ, а определяется особенностями исследования. Важно разработать такое матем. обеспечение, к-рое, с одной стороны, было бы адекватно выполняемым исследованиям, а с другой — не было бы слишком сложным. При создании нового программного обеспечения следует учитывать, что наиб. эффективным является такое распределение труда, при к-ром программисты разрабатывают общие программы, имеющие четкое матем. обоснование и не слишком связанные с особенностями конкретного исследования. Спец. программы должны разрабатывать исследователи, ибо они лучше всего знают особенности исследования, к-рые к тому же заранее обычно нельзя строго формализовать.

Машинным (вычислительным) экспериментом на основе расчёт. модели явления, построенной на основе науч. гипотезы. Если в основу модели положена строгая теория, то машинный эксперимент оказывается просто расчётом. В тех же случаях, когда система становится настолько сложной, что невозможно учесть все связи, приходится создавать упрощённые модели системы и проводить машинный эксперимент. Он в любом случае не может служить доказательством истинности модели, поскольку в его основу положена гипотеза, к-рую можно проверить только при сопоставлении результатов моделирования с экспериментами на реальном объекте. Однако роль машинного эксперимента иногда очень важна, ибо в результате можно отбросить заведомо ложные варианты либо сравнить их не по тем или иным критериям разл. вариантов подлежащих исследованию процессов.

Структура автоматизированной системы. Данные об исследуемом объекте от спец. датчиков измеренных величин поступают в виде электрич. сигналов на измерит. аппаратуру, к-рая состоит из след. компонентов: защищённых от помех линий передачи, усилителей, преобразователей аналоговой информации в цифровую и т. д., образующих канал измерения

и я. Передача цифровой информации к ЭВМ происходит через т. н. интерфейс — сопрягающее устройство для соединения разл. блоков АС с ЭВМ. Данные в ЭВМ поступают через канал обмена. Обработка данных производится в центр. процессоре, в к-ром имеется устройство, где временно хранятся данные и программы, — т. н. оперативное запоминающее устройство. Если скорость работы центр. процессора или ёмкость запоминающего устройства не позволяют полностью обработать данные, они передаются в долговременную память ЭВМ или в др. ЭВМ с большей производительностью. Если обработанные данные и команды управления передаются на измерит. аппаратуру, можно получить автоматич. управление экспериментом (рис. 1).

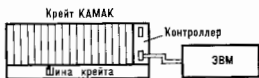
При практич. реализации АС каналы измерения выполняют в виде отдельных электронных блоков, связанных с каналом обмена ЭВМ. Поэтому любое изменение в структуре АС (изменение числа каналов, замена датчиков или ЭВМ), практически неизбежно при исследованиях, требует существ. перелом аппаратуры. Выходом служит магистрально-модульная система, состоящая из легко заменяемых блоков и унифициров, магистралей. Магистраль (общей шиной) наз. система электрич. линий передачи, единообразно соединяющих разл. блоки (модули) АС. Смысла унифициров, магистралей заключается в том, что её можно использовать многократно, создавая из отд. модулей разл. варианты АС, при этом для АС нужен только один интерфейс, наз. интерфейсом канала обмена. Каналы измерений соединяются с шиной через простейш. но также унифициров. интерфейсы. У АС появляется требуемая гибкость: исчезает ограничение на число каналов измерений, при замене ЭВМ нужно заменить лишь один интерфейс. Для обеспечения такой



Рис. 1. Структурная схема автоматизированной системы экспериментальных исследований.

статок системы КАМАК — малая скорость передачи данных и сложность сведения в систему неск. процессоров. Разработка и выпуск дешёвых микропроцессоров позволяют создавать многопроцессорные системы. Наиб. перспективными представляются

Рис. 2. Схема крест-та КАМАК.



структуры АС необходим стандарт на общую шину, её интерфейс и конструкцию блоков.

Перым таким стандартом стала система КАМАК (CAMAC, Computer Application for Measurement and Control), разработанная в 1969 Европ. комитетом стандартов ядерной электроники. Первой ступенью в системе КАМАК является крест (каркас), в к-рый вставляются электронные блоки (рис. 2). На задней панели кресты имеется шина обмена. Вся измерит. аппаратура АС размещается в блоках. В функциональный блок информации поступает в виде команд и данных с шины обмена и в виде сигналов от датчиков через переднюю панель. В кресте могут разместиться 23 функциональных блока и спец. блок, наз. контроллером, обеспечивающий связь с каналом обмена ЭВМ. Кресты можно объединять в ветвь, содержащую до 7 крестов (рис. 3). Контроллеры крестов подключают к каналу ветви, к-рый через спец. интерфейс, наз. драйвером ветви, соединяется с каналом обмена ЭВМ. Ветвь позволяет разнести кресты и ЭВМ на десятки метров. Для АС, распределённых на большие расстояния, существует и последоват. канал КАМАК, позволяющий связывать

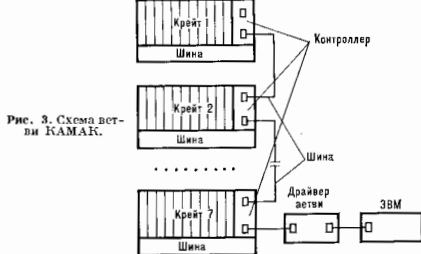


Рис. 3. Схема ветви КАМАК.

новые системы FASTBUS и EUROBUS. Система EUROBUS гораздо более гибкая, чем система КАМАК. Расширение возможности позволяет строить на её основе исследовательские АС разного уровня сложности, использовать её для автоматизации небольших установок. Особенность системы FASTBUS, разработанной в США, — на порядок большее быстродействие, чем в системе КАМАК.

Иногда АС превращается в крупный измерит.-вычислит. комплекс, состоящий из многочисл. экзпери. установок и подсистем автоматизации и вычислит. техники. В таких АС особенно важна организация пульта управления и контроля, к-рый оказывается иногда единств. каналом связи между исследователем и изучаемым объектом. Пульт должен быть оборудован клавишным управлением и двумя (или неск.) дисплеями (алфавитно-цифровым и графическим). Дисплей позволяет осуществлять графическое представление данных, что особенно важно, когда процесс анализа данных не поддается быстрой автоматизации.

Др. крайний случай — небольшие установки с малым числом датчиков, для к-рых магистрально-блок-

ные АС оказываются излишне сложными. Для таких установок удобно использовать автономные микропроцессоры и запись результатов на стандартные кассеты с помощью портативных многодорожечных магнитофонов. Иногда передают результаты по линиям связи на центр ЭВМ (т. е. локальные вычислительные сети).

Лит.: Соколов М. П., Автоматические измерительные устройства в экспериментальной физике, 2 изд., М., 1978; Вигорядов В. И., Дискретные информационные системы в научных исследованиях, М., 1978; Курочкин С. С., Систем КАМАН — ВЕКТОР, М., 1981; Кузнецов Д. А., Радаков И. Н., Смирнов А. Д., Автоматизация экспериментальных исследований, М., 1983; Ступин Ю. В., Методы автоматизации физических экспериментов и установок на основе ЭВМ, М., 1983. И. А. Рабцевич.

АВТОМОДЕЛЬНАЯ АСИМПТОТИКА в квантовой теории поля — независимость асимптотической формы амплитуд и сечений процессов взаимодействия элементарных частиц при высоких энергиях и больших передачах импульса (*глубоко неупругие процессы*, неупругие и экзотические процессы, адрон-адронных взаимодействий) от размеров дипольных параметров, таких как массы частиц, эффективного радиуса сильного взаимодействия и др. Единство переменных, от к-рых зависит А. а., является безразмерными отношениями больших кинематич. инвариантов, характеризующих рассматриваемый процесс (не меняющиеся при выборе единиц измерения энергии и импульса частиц), т. е. асимптотическая асимптотика поведения тесно связано с масштабной инвариантностью при высоких энергиях. Автомодельное поведение в физике высоких энергий находится в близкой аналогии со свойством подобия или самоподобия (автомодельности) в задачах газо- и гидродинамики (см. Автомодельное течение), откуда и был заимствован термин (см. также Автомодельность).

Сформулированный в 1969 принцип автомодельности в физике элементарных частиц [1], определяющий наиб. общую форму А. а. амплитуд и сечений процессов, позволяет опираться лишь на законы физ. подобия и анализ размерностей, прогнозировать поведение наблюдаемых характеристик процессов взаимодействия лептонов и адронов с адронами при предельно высоких энергиях. Напр., для процесса глубоко неупругого взаимодействия, в к-ром адрону с 4-импульсом p передается от лептона большой 4-импульс q , в т. в. безрепервосном пределе [2] $q^2 \sim -s = 2pq \gg s$, $p^2 = m^2$ (m — масса адрона; используется система единиц, в к-рой $c=1$) при фиксированных значащих безразмерном отношении больших кинематич. инвариантов $\sqrt{q^2}$ структурные функции $F(q^2, \nu)$ имеют в соответствии с принципом автомодельности следующий наиб. общий вид:

$$F(q^2, \nu) = (q^2)^\delta f\left(\frac{\nu}{q^2}\right),$$

где показатель степени δ определяется физической размерностью структурной ф-ции, а f — произвольная ф-ция [1].

На основе принципа автомодельности было также предсказано поведение сечений процесса образования мюонных пар (μ^+ , μ^-) в адронных столкновениях в области больших передач 4-импульса [3].

В квантовой теории поля А. а. при больших передачах импульса связывается с локальными свойствами взаимодействия частиц на малых расстояниях. Строгое обоснование непротиворечивости А. а. и их взаимозначимая связь с характером сингулярности произведений двух локальных токов $J(x)J(x')$ (x, x' — пространственно-временные точки, $\mu=0, 1, 2, 3$) на световом конусе [т. е. при $(x-x')^2=0$] на основе общих принципов квантовой теории поля, таких как локальность, причинность, спектральность и др. (см. Аксиоматическая квантовая теория поля), даны в работах [4]. Однако в теории с асимптотической свободой (напр., в квантовой хромодинамике, в моделях

великого объединения) А. а. нарушается множителями, логарифмически зависящими от q^2 .

Гипотеза автомодельности и учет кварковой структуры адронов привели в 1973 к формулировке кваркового счёта правш, определяющих скорость степенного убывания амплитуд и сечений различных экзотических процессов при больших передачах импульсов в зависимости от кваркового содержания участвующих в этих процессах частиц.

Лит.: 1) Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н., Об автомодельном характере асимптотического поведения форматоров элементарных и слабых процессов. [Лубна, 1969]. 2) Вюргенс И. D., Lecture in Varenna School, Course 41, 1967; 3) Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н., Автомодельность, коммутаторы токов и векторная доминантность в глубоко неупругих лептон-адронных взаимодействиях, в кн.: Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра, т. 2, в. 1, М., 1971; 4) Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С., Тавхелидзе А. Н., Об автомодельной асимптотике в квантовой теории поля II, «ТМФ», 1972, т. 12, № 3, с. 305. В. А. Матвеев.

АВТОМОДЕЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ — течение жидкости (газа), к-рое остаётся механически подобным самому себе при изменении одного или неск. параметров, определяющих это течение. В механике подобных явлений наряду с пропорциональностью геом. размеров наблюдается пропорциональность механич. величин — скоростей, давлений, сил и т. д. (см. Подобия теория).

А. т. — частный случай течения жидкости (газа), когда общая задача гидравромеханики сводится к системе безразмерных обыкновенных дифференц. ур-ний и граничных условий, зависящих от одной надложкаемым образом выбранной безразмерной независимой переменной. Благодаря этому задача расчёта течения упрощается, и удается получить её численное, а в ряде случаев и аналитич. решение.

Так, при обтекании бесконечного конуса сверхзвуковым равномерным потоком идеального газа (рис. 1) нельзя выделить характерный линейный размер, поэтому при растяжении или сжатии картины течения относительно вершины конуса O в произвольное число раз картина не изменится, т. е. останется подобной самой себе. Все безразмерные характеристики

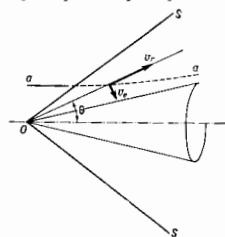


Рис. 1. Обтекание бесконечного конуса равномерным сверхзвуковым потоком идеального газа; OS — коническая ударная волна, α — линия тена.

течения — относительности скорости, давления и т. д. зависят от одной независимой геом. переменной — волярного угла θ . Обтекание конуса описывается системой из двух ур-ний — с граничными условиями на поверхности конуса и на присоединённой поверхности ударной волны:

$$\frac{Y-1}{2} (2v_r + v_\theta \cotg \theta + v_\theta') \left[1 - (v_r^2 + v_\theta^2) - v_\theta (v_r v_r' + v_\theta v_\theta') \right] = 0;$$

$$v_\theta = v_r'.$$

Здесь v_r , v_θ — составляющие относительности скорости в полярной системе координат r, θ , $\gamma = c_p/c_v$ — отношение уд. теплоёмкостей.

А. т. в ламинарном пограничном слое существуют лишь при нек-рых спец. законах изменения скорости U вне пограничного слоя, в частности при постоянной

скорости $U = \text{const}$ (пограничный слой на продольно обтекаемой бесконечной плоской пластине). Т. к. в рассматриваемом течении нет к.-л. характерной длины, то профили скорости v в автомодельном пограничном слое в разл. поперечных сечениях $x = \text{const}$ подобны друг другу и в безразмерных переменных представляются универсальной Ф-цией $v/U = \varphi(y/\delta)$, где y — расстояние по нормали к пластине, δ — толщина пограничного слоя. Безразмерная Ф-ция тока (η) в автомодельном пограничном слое удовлетворяет обыкновенному дифференц. ур-нию

$$f''' + \alpha f f'' + \beta (1 - f'^2) = 0$$

с граничными условиями $f=0, f'=0$ при $\eta=0$ и $f'=\pm 1$ при $\eta=\infty$. Здесь α, β — некие постоянные, а η — безразмерная автомодельная переменная, пропорциональная y/δ . Аналогичные А. т. возможны и в пограничном слое, возникающем при свободной (естественной) конвекции.

А. т. возникает и в осн. участке турбулентной свободной струи (рис. 2), вытекающей из плоского или

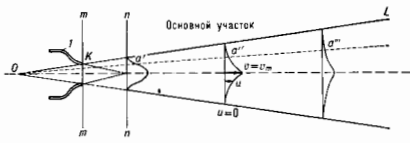


Рис. 2. Схема свободной турбулентной струи: O — полость, t — сопло, $m - m$ — сечение среза сопла, $n - n$ — конец начального участка, KL — граница струи, a', a'', a''' — сходственные точки на профилях скорости.

круглого сопла в неподвижную среду, т. к. в свободных точках любых двух поперечных сечений безразмерные величины скорости (тем-ры, концентрации) одинаковы.

Для нестационарных А. т. состояние течения в некий момент времени t , характеризуемое распределением давлений, скоростей, тем-ры в пространстве, механически подобно состоянию течения при любом др. значении t . Такие течения образуются, напр., в случае сильного взрыва, а также при распространении в горючей смеси фронта пламени или детонации. В случае сферич. симметрии взрыв (поджигание смеси) происходит в точке, в случае цилиндрич. симметрии — вдоль прямой, а в случае плоских волн — вдоль плоскости. Если в момент $t=0$ мгновенно выделяется конечная энергия E_0 , а нач. плотность газовой среды равна ρ_0 , то введение безразмерной автомодельной переменной $\lambda = E_0 t^{2/3} / \rho_0 r^{5/3} v$ (где r — расстояние от места взрыва, $v=3$ — для сферич. волн, $v=2$ — для цилиндрических и $v=1$ — для плоских) позволяет свести задачу определения безразмерных давлений, скоростей, тем-ры за взрывной (ударной) волной к решению системы обыкновенных дифференц. ур-ний с автомодельными граничными условиями на ударной волне.

В широком смысле под автомодельностью течения шлода понимают независимость безразмерных параметров, характеризующих течение, от подобия критериев. Так, коэфф. лобового аэродинамич. сопротивления C_x (см. *Аэродинамические коэффициенты*) можно считать автомодельным по Маха числу M или Рейнольдса числу Re , если в некоем диапазоне их изменения C_x от них не зависит. Автомодельность коэфф. C_x по M и Re существует для большинства тел, обтекаемых газом, при больших M ($M > 8$) или достаточно больших Re ($Re > 10^5$).

Лит.: Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1961; Хвещая У. Д., Проблемы и Р.-Ф., Теория гиперзвуковых течений, пер. с англ., М., 1962; Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, М., 1974.

АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ — особая симметрия физ. системы, состоящая в том, что изменение масштабов независимых переменных может быть скоординировано преобразованием подобия др. диаметр. переменных. А. приводит к эфф. сокращению числа независимых переменных. Напр., если состояние системы характеризуется Ф-цией $u(x, t)$, где x — координата, t — время, то условие инвариантности относительно изменения масштабов $x' = kx, t' = It$ и преобразования подобия таково:

$$u(x, t) = k^{1/\alpha} I^{\beta/\alpha} u(kx, It),$$

где α, β — числа. Выбор $k^{1/\alpha} = I = m/t$, где m — подобия критерий (параметр), приводит первонач. Ф-ция автомодельный вид

$$u(x, t) = m^{\alpha + \beta t(1-\alpha)/\alpha} u(m^{\alpha} x, m t).$$

Т. о., Ф-ция u при постоянном m зависит только от комбинации x/I^{α} . А. возможна, если набор параметров, определяющих состояние системы, не содержит характерных масштабов независимых переменных. Поскольку в большинстве задач форма преобразования подобия заранее неизвестна, автомодельную постановку надо в каждом случае находить отдельно. Для этого имеются 3 способа:

1. *Размерностной анализ.* Состояние системы характеризуется набором размерных параметров и Ф-ций, зависящих от координат x, y, z и времени t . Если один из безразмерных критериев подобия имеет вид $m = X_0 / b T_0^{\beta}$, где b — параметр, имеющий размерность $[b] = L T^{-\alpha}$, X_0, T_0 — характерные длина и промежуток времени, L, T — единицы длины и времени соответственно, то в качестве автомодельных переменных можно выбрать безразмерные комбинации $x/bI^{\alpha}, y/bI^{\alpha}, z/bI^{\alpha}$. В том случае, когда имеется не более двух определяющих параметров с независимыми размерностями, отличными от длины и времени, переход к автомодельным переменным превращает ур-не с частными производными в обыкновенное дифференц. ур-ние.

2. *Непосредственный подбор.* Формально вводится автомодельная замена переменных $u = I^{\beta/\alpha} f(x/I^{\alpha})$ или, в более общем виде, $u = \varphi(t) \psi(\chi)$, $\chi = x/\eta(t)$. Ур-ния, начальные и граничные условия должны иметь структуру, допускающую такую замену. Решение существует не для любых значений α, β и не для любых Ф-ций $\varphi(t), \eta(t)$. Для получения подходящих значений необходимо решить нелинейную задачу на совств. значения.

3. *Исследование групповых свойств ур-ний.* Рассмотрим систему дифференц. ур-ний с частными производными 1-го порядка $f_j(x_i, y_k, p_{ik}) = 0$, где x_i — независимые переменные, y_k — искомого Ф-ции, $p_{ik} = \partial y_k / \partial x_i$. Возможные замены переменных x_i, y_k , допускаемые системой, образуют группу Ли. Автомодельные замены являются ее однопараметрич. подгруппой растяжений. В неких случаях найти такие замены позволяет след. процедура.

В пространстве переменных x_i, y_k группа Ли задается своими генераторами, имеющими общий вид $X = \xi_i \partial / \partial x_i + \eta_k \partial / \partial y_k$, где ξ_i, η_k — некие Ф-ции переменных x, y ; но повторяющимся индексом производится суммирование. В пространстве переменных x_i, y_k, p_{ik} группа Ли задается генераторами $X = X + \xi_i \eta_k \partial / \partial p_{ik}$, где $\xi_i \eta_k = D_i \eta_k - p_{ik} D_j \xi_j, D_i = \partial / \partial x_i + p_{ik} \partial / \partial y_k$. Система ур-ний $f_j = 0$ определяет гиперповерхность в пространстве переменных x_i, y_k, p_{ik} , к-рая является инвариантом группы при условии $X f_j = 0$, когда $f_j = 0$; эти условия служат для определения Ф-ций $\xi_i(x, y)$ и $\eta_k(x, y)$. Комбинации переменных, дающие искоемую замену, являются первыми интегралами ур-ния $X \varphi = \xi_i \partial \varphi / \partial x_i + \eta_k \partial \varphi / \partial y_k = 0$. Напр., для двух независимых переменных x, t и одной искомой Ф-ции u оператор рас-

тяжений имеет вид $X = \alpha z \partial / \partial z + \beta t \partial / \partial t + \gamma u \partial / \partial u$, α, β, γ — числа. Набор первых интегралов ур-ния $X\varphi = 0$ таков: $J_1 = z t^{\alpha/\beta}$, $J_2 = u t^{\gamma/\beta}$, поэтому автомодельное решение ур-ний, допускающих группу растяжений, будет иметь вид $u = z^{\gamma/\beta} \psi(z t^{\alpha/\beta})$, ψ — новая искомая ф-ция.

Рассмотрим, напр., *Кортевега — де Фриса уравнение* $\partial u / \partial t + u \partial u / \partial x + \mu \partial^3 u / \partial x^3 = 0$, где μ — пост. параметр; оно инвариантно относительно преобразования $t \rightarrow kt$, $x \rightarrow k^{1/2}x$, $u \rightarrow k^{-1/2}u$. Генератор $X = x \partial / \partial x + 3t \partial / \partial t - 2u \partial / \partial u$ — оператор растяжений, и автомодельное решение имеет вид

$$u(x, t) = \mu (3\mu t)^{-1/2} \psi(z), \quad z = (3\mu t)^{-1/2} x.$$

Подставляя это решение в исходное ур-ие, получаем обыкновенное дифференц. ур-ие для ф-ции $\psi(z)$:

$$\psi''' - z\psi' + \psi\psi'' - 2\psi = 0.$$

Однопараметрич. группа растяжений абелева. Если система допускает решения, построенные на др. однопараметрич. абелевых подгруппах, то подходить к задаче этой системы можно придавая автомодельный вид, что является следствием подобия этих групп. В частности, автомодельные движения тесно связаны с нелинейными бегущими волнами, т. е. решениями вида $u = f(x - \lambda t + a)$, для к-рых место преобразования подобия занимает преобразование сдвига. Замена $x = -\ln \xi$, $t = \ln \tau$, $a = \ln b$ переводит волновое решение f в автомодельное:

$$f[\ln(\xi/bt^{\lambda})] = F(\xi/bt^{\lambda}).$$

А., отражающая внутр. симметрию, присуща многим явлениям и используется при решении разл. физ. задач, особенно в механике сплошных сред (см. *Автомодельное течение*).

Метод ренормализационной группы в квантовой теории поля, по существу, также основан на использовании автомодельного преобразования переменных. Интересно, что в автомодельных переменных ур-ние ренормгруппы оказывается тождественным однородному ур-ию переноса излучения. В физике элементарных частиц А. выражается в том, что сечения искр-рых процессов при высоких энергиях зависят лишь от безразмерных автомодельных комбинаций импульсов. Общие принципы квантовой теории поля допускают широкий класс таких *автомодельных асимптотик*.

Лит.: Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981; Боголюбов Н. И., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Биркгоф Г., Гидродинамика, пер. с англ., М., 1963; Овсянников Л. В., Групповой анализ дифференциальных уравнений, М., 1978; Арнольд В. И., Динамические системы теории обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1978, ст. 2; Баренблатт Г. И., Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика, 2 изд., Л., 1982.

В. Е. Рокитяк.

АВТОРЕЗОНАНСНОЕ УСКОРЕНИЕ — см. Коллективные методы ускорения.

АВТОУСКОРЕНИЕ — см. Коллективные методы ускорения.

АВТОАВТИРОВА́КА (фазовая устойчивость) — явление устойчивости движения частиц в продольном (вдоль орбиты) направлении в резонансных ускорителях, обусловленное зависимостью промежутка времени T между последующими ускорениями от полой энергии \mathcal{E} частицы. Открыто в 1944—45 В. И. Векслером и независимо от него Э. М. Макмилланом (E. M. McMillan). Лежит в основе действия большинства совр. резонансных ускорителей заряд. частиц.

В простейшем случае циклич. ускорителя с однородным магн. полем период обращения T связан со значением магн. индукции B на круговой орбите и полой релятивистской энергии частицы \mathcal{E} соотношением

$$T = \frac{2\pi R}{c\beta V}, \quad (1)$$

где e — заряд частицы. Из (1) видно, что с ростом энергии частицы период обращения увеличивается. Обозначим через φ_0 «равновесную фазу» — фазу поля (отсчитываемую от его макс. значения; рис. 1) в ускорителе зазор, попадая в к-рую частица набирает такую энергию $eV_0 \cos \varphi_0$ (V_0 — ускоряющее напряжение), чтобы непрерывно двигаться в резонанс

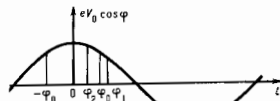


Рис. 1.

с ускоряющим полем. Период обращения T этой частицы равен или кратен периоду ускоряющего поля $T_{уск}$, $T = q T_{уск}$, где q — целое число, наз. к р а т н о с тью у с к о р е н и я. Очевидно, фаза $-\varphi_0$ будет также равновесной, т. к. в этой фазе частица набирает точно такую же энергию, как и в фазе φ_0 . Если частица попадет в фазу $\varphi_1 > \varphi_0$, она наберет энергию $eV_0 \cos \varphi_1$, меньшую $eV_0 \cos \varphi_0$, притом её энергии будет меньше равновесного значения, а следовательно, согласно (1), и период станет меньше равновесного. Поэтому при следующем обороте частица придет к ускорителю промежутку раньше, т. е. её фаза приблизится к равновесной. Напротив, немного отставшая частица ($\varphi_2 < \varphi_0$) приобретет избыточную энергию (т. к. $eV_0 \cos \varphi_2 > eV_0 \cos \varphi_0$), её период обращения станет больше равновесного, вследствие чего на следующем обороте она позже придет к ускорителю зазору и её фаза тоже приблизится к равновесной.

Малые отклонения энергии частицы от равновесной также имеют тенденцию уменьшаться. Действительно, если частица находится в равновесной фазе φ_0 , но её энергия больше равновесной (соответствующей периоду ускоряющего поля $T_{уск}$), то её период обращения больше $T_{уск}$ и она приходит на след. обороте к зазору с отставанием, т. е. её фаза $\varphi' > \varphi_0$, а приобретаемая энергия $eV_0 \cos \varphi' < eV_0 \cos \varphi_0$, т. о., отличие энергии от равновесной будет уменьшаться.

Благодаря описанному механизму частицы, находясь в нек-рой окрестности равновесной фазы φ_0 (т. н. область захвата), совершают колебания около этой фазы, т. е. фазы φ_0 динамически устойчивы. Все частицы, находящиеся в области захвата, колеблется около фазы φ_0 , набирают в ср. такую же энергию, как и частица в равновесной фазе (т. н. равновесная частица), т. е. ускоряются.

Аналогично можно показать, что вторая равновесная фаза $-\varphi_0$ неустойчива: малые отклонения от неё приводят к дальнейшему уходу частиц от этой фазы.

В общем случае для циклич. ускорителей с магн. полем, зависящим от азимута и радиуса, флу (1) следует заменить на соотношение

$$T = \frac{2\pi R}{c\beta V}, \quad (2)$$

где $\langle \beta \rangle$ — лек-рое усредненное по орбите значение магн. индукции, зависящее от энергии частицы; поэтому характер зависимости T от \mathcal{E} оказывается более сложным. Если $dT/d\mathcal{E} > 0$, т. е. период растёт с ростом энергии, то, как и раньше, оказывается устойчивой равновесная фаза φ_0 вблизи к-рой ускоряются электрич. ное убывает с увеличением времени. Если же $dT/d\mathcal{E} < 0$, т. е. период обращения убывает со временем, то устойчивая фаза $-\varphi_0$ вблизи к-рой ускоряются ное нарастает со временем.

Для более точного описания изменения фазы следует количественно рассмотреть динамику частицы, энергия к-рой мало отличается от энергии равновесной частицы, движущейся в точном синхронизме с уско-

ряющим полем и набирающей за каждый оборот энергию $eV_0 \cos \varphi_s$, где φ_s — равновесная фаза. Неравновесная частица, проходящая ускоряющий зазор в фазе φ , набирает энергию $eV_0 \cos \varphi$. Избыточная энергия (по сравнению с равновесным приростом), приобретённая частицей за оборот, равна:

$$\Delta \mathcal{E} = eV_0 (\cos \varphi - \cos \varphi_s). \quad (3)$$

Этому отклонению энергии соответствует отклонение частоты обращения

$$\Delta \omega = -K \omega_s \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}_s}, \quad (4)$$

где \mathcal{E}_s и ω_s — равновесные значения энергии и частоты в данной момент ускорения, а коэф. K определяется соотношением

$$K = \frac{\mathcal{E}_s}{T_s} \frac{\partial T}{\partial \mathcal{E}} \quad (5)$$

и является удобной дифференц. характеристикой ускорителя.

Отклонение частоты обращения от равновесной на $\Delta \omega$ приводит к скольжению фазы ускоряющего напряжения со скоростью

$$\dot{\varphi} = -\Delta \omega. \quad (6)$$

Соотношения (3), (4) и (6) и определяют колебания фазы и энергии во времени.

Переходя в (3) к изменению энергии в единицу времени (а не за период обращения $2\pi/\omega_s$), получаем:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{2\pi}{\omega_s} \Delta \mathcal{E} \right) = eV_0 (\cos \varphi - \cos \varphi_s),$$

что с учётом (4) и (6) приводит к дифференц. ур-нию для фазы

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mathcal{E}_s}{\omega_s^2 K} \frac{d\varphi}{dt} \right) - \frac{qeV_0}{2\pi} (\cos \varphi - \cos \varphi_s) = 0. \quad (7)$$

По форме оно совпадает с ур-нием колебаний физ. маятника с моментом инерции $I = \mathcal{E}_s/\omega_s^2 K$, моментом силы тяжести $G_g = (qeV_0/2\pi)\cos \varphi_s$ и внешним моментом $G = -(qeV_0/2\pi)\cos \varphi$ (рис. 2). Для маятника физически очевидно, что могут существовать два положения равновесия:

$\varphi = \varphi_0$ и $\varphi = -\varphi_0$. Нижнее положение равновесия ($\varphi = \varphi_0$) устойчиво, а верхнее ($\varphi = -\varphi_0$) — неустойчиво. Маятник может совершать движения двух качественно разных типов — либо колебания около устойчивой равновесной фазы φ_0 , либо (при очень больших нач. отклонениях от равновесия или при очень больших нач. скоростях) вращать движение, при к-ром он проходит все углы φ .

Соответственно и в ускорителе фаза частицы может либо совершать колеб. движения около равновесной фазы φ_s (т. н. синхротронные колебания), либо скользить по фазе, протобая все значения фаз. Колеб. движению частицы по фазе соответствуют, согласно (4) и (6), колебания энергии частицы и её частоты обращения вокруг равновесных значений. Существует некая область нач. условий (соответствующая области захвата), при к-рых частица участвует в процессе ускорения, т. е. приобретает в ср. т. же энергию, что и равновесная. Частицы, не попавшие в область захвата, скользили по всем фазам, и

ср. энергии не набирают и выпадают из процесса ускорения.

Т. о., если период ускоряющего электр. поля и величина управляющего магн. поля меняются во времени так, что энергия $\mathcal{E}_s(t)$ равновесной частицы, определяемая вытекающим из (2) соотношением

$$\mathcal{E}_s(t) = \frac{qeVB(t)T_{укл}(t)}{2\pi},$$

непрерывно растёт, то механизм А. обеспечивает ускорение всего ансамбля частиц внутри области захвата, окружающей устойчивую равновесную фазу.

Приведённые рассуждения справедливы при $K > 0$. Случай $K < 0$ соответствует «отрицат. масса фаз, маятника, так что механич. аналогия становится менее наглядной, но из ур-ния (7) вытекает, что при этом устойчивой оказывается отрицат. фаза $-\varphi_s$, около к-рой существует аналогичная область захвата.

Величина K зависит от параметров структуры ускорителя и от энергии ускоряемой частицы. В нек-рых циклич. ускорителях, напр. в ускорителях с азимутально однородным магн. полем, она сохраняет знак на протяжении всего цикла ускорения. В других — меняет знак при опред. энергии, наз. пороговыми \mathcal{E}_s или K критич. энергией. В последнем случае при прохождении критич. значения энергии устойчивая равновесная фаза становится неустойчивой, и наоборот. Для обеспечения дальнейшего ускорения частиц нужно в момент достижения критич. энергии «перенести» все ускоряемые частицы из окрестности прежней равновесной фазы в окрестность новой устойчивой фазы, что технически осуществляется простым скачком фазы ускоряющего напряжения.

В линейных ускорителях соотношение (2) заменяется соотношением между временем пролёта T характерной длины L (расстояния между соседними ускоряющими структурами или длины волны в ускоряющей волноводной структуре) и скоростью частицы v :

$$T = \frac{L}{v}.$$

Отсюда видно, что для линейных ускорителей T всегда уменьшается с ростом энергии, $\partial T/\partial \mathcal{E} < 0$, так что устойчива всегда отрицат. фаза $-\varphi_0$ (см. Протонный линейный ускоритель).

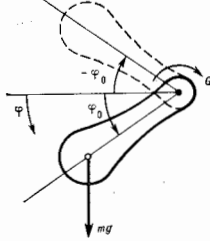
В линейных ускорителях требование фазовой устойчивости, или фазировки ($\varphi_s < 0$), приводит в противоречие с условием устойчивости движения в попереочном к обите направлении, т. е. с условием фокусировки частиц в ускорителе, требующим $\varphi > 0$. В связи с этим был разработан метод *эпиконвергентной фазировки*, при к-ром ускорение промежутки располагаются так, чтобы в них попереочно происходила то фазировка (а следовательно, расфокусировка), то расфокусировка (а следовательно, фокусировка). При надлежащем выборе параметров структуры оказывается возможным одновременно обеспечить одним и тем же электр. полем устойчивости движения как в продольном, так и в попереочном направлениях.

А. отсутствует в ускорителях в тех случаях, когда T не зависит от \mathcal{E} . В циклич. ускорителях это имеет место в *изотроном циклотроне*, а в линейных — при релятивистских скоростях ускоренных частиц, когда скорость практически не меняется с увеличением энергии.

Лит.: Коломиецкий А. А., Лебедев А. Н., Тюрини Лический ускоритель, М., 1962; Вальдьер О. А., Власов А. Д., Шальвов А. В., Линейные ускорители, М., 1969; Лебедев А. Н., Шальвов А. В., Основы физики и техники ускорителей, ч. 1, М., 1981. Э. Л. Бирштейн.

АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ (подлевая эмиссия, электростатическая эмиссия, туннельная эмиссия) — истечение электронов проводимыми твёрдыми и жидкими телами под действием внеш. электр. поля. Её достаточно высокой напряжённости ($E \sim 10$ В/см), А. о. обнаружена в 1897 Р. У. Вудом. В 1929 Р. Э. Мил-

Рис. 2.



лиген и Ч. К. Лоритсен установили линейную зависимость логарифма плотности тока j А. э. от $1/E$ вида $\lg j = A - B/E$ (А и В — константы). В 1928—29 Р. Фаулер и Л. Нордхейм дали теоретич. объяснение А. э. на основе туннельного эффекта. Термин «А. э.» отражает отсутствие энергетич. затрат на возбуждение электронов, свойственных др. видам электронной эмиссии (в зарубежной лит-ре чаще употребляется термин «полевая эмиссия»).

При А. э. электроны преодолевают потенц. барьер на границе эмиттера, не проходя над ним за счёт кинетич. энергии теплового движения, как при термоэлектронной эмиссии, а путём туннельного просачивания сквозь барьер, сиюминутный и сиюминутный электрич. полев. Электронная волна (см. *Волны де Бройля*), встреча на пути потенц. барьер, частично отражается и частично проходит сквозь него (рис. 1). По мере увеличения внешнего ускоряющего поля понижается высота потенц. барьера над уровнем Ферми \mathcal{E}_F . Одновременно уменьшается ширина барьера. В результате

Рис. 1. Потенциальная энергия эмиттера и металла вблизи поверхности металла; \mathcal{E}_1 — отсутствие электрического поля; \mathcal{E}_2 — обусловленная слабым внешним электрическим полем; \mathcal{E}_3 — более сильным полем; \mathcal{E}_4 — энергия, соответствующая отсутствию сил изображения в случае сильного поля; \mathcal{E}_F — энергия Ферми; x_1 , x_2 — ширина потенциального барьера при наличии внешнего поля; $\Phi = e\varphi$ — работа выхода.



увеличивается число электронов, просачивающихся в единицу времени сквозь барьер, соответственно увеличивается т. н. прозрачность барьера D (отношение числа электронов, прошедших сквозь барьер, к полному числу электронов, падающих на барьер) и соотв. плотность тока А. э.

Теоретич. расчёт плотности тока j А. э. приводит к ф-ле

$$j = e \int_0^{\infty} n(\mathcal{E}) D(\mathcal{E}, E) d\mathcal{E}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; n — концентрация электронов проводимости в проводнике с энергией \mathcal{E} , связанной с компонентой импульса, нормальной к поверхности; E — напряжённость электрич. поля у поверхности эмиттера. Из (1) следует зависимость j от концентрации электронов в проводнике и их энергетич. распределения $n(\mathcal{E})$, а также от высоты и формы барьера. К-рые определяют его прозрачность D .

А. э. из металлов в вакуум изучена наиб. полно. В этом случае j следует т. н. закону Фаулера — Нордхейма:

$$j = C_1 E^2 \exp(-C_2/E), \quad (2)$$

где

$$C_1 = e^3/8\sqrt{h} m^2 (y) \varphi, \quad C_2 = \frac{8\pi \sqrt{2m}}{3he} \varphi^{3/2} \psi(y).$$

Здесь m — масса электрона, φ — потенциал работы выхода $\Phi = e\varphi$ металла, ψ и ψ — табулированные ф-ции аргумента $y = e \sqrt{E} \mathcal{E} / \varphi$, $\psi \approx 1$, $\psi(y) \approx 1 - y^2$. Подставив значения констант и положив $\psi^2(y) = 1,1$, а $\psi(y) \approx 0,95 - 1,03y^2$, получим из (2) приближённую ф-лу

$$j \approx 1,4 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \cdot 10^{(4,39\varphi^{-1/2} - 2,82 \cdot 10^6 \varphi^{3/2})/E} \quad (3)$$

(j , E и Φ в А/см², В/см и эВ, см. табл.).

Ф-ла (2) получена в след. предположениях: свободные электроны в металле подчиняются статистике Ферми — Дирака; вне металла на электрон действуют только силы зеркального изображения. Прозрачность

Значения $\lg j$ для некоторых E и φ , рассчитанные по формуле (2)

$\varphi = 2,0$		$\varphi = 4,5$		$\varphi = 6,3$	
$E \cdot 10^{-1}$	$\lg j$	$E \cdot 10^{-1}$	$\lg j$	$E \cdot 10^{-1}$	$\lg j$
1,0	2,98	2,0	-3,33	2,0	-12,90
1,2	4,45	3,0	1,57	4,0	-0,88
1,4	5,49	4,0	4,06	6,0	3,25
1,6	6,27	5,0	5,59	8,0	5,34
1,8	6,89	6,0	6,62	10,0	6,58
2,0	7,40	7,0	7,36	12,0	7,52
2,2	7,82	8,0	7,94	14,0	8,16
2,4	8,16	9,0	8,39	16,0	8,65
2,6	8,45	10,0	8,78	18,0	9,04
		12,0	9,32	20,0	9,36

барьера $D(\mathcal{E}, E)$ рассчитывалась в квазиклассическом приближении.

Несмотря на упрощения, ф-ла Фаулера — Нордхейма хорошо согласуется с экспериментом. Характерными свойствами А. э. из металлов являются высокие предельные плотности тока j (выдоль до 10^{10} А/см²) и экспоненц. зависимость j от φ и E . При $j = 10^8 - 10^7$ А/см² наблюдается некоторое уменьшение j по сравнению с (2). Это связано с влиянием объёмного заряда или с деталями формы потенц. барьера. Рост тока j с повышением напряжения V заканчивается при $j = 10^8 - 10^{10}$ А/см² вакуумным пробоем и гибелью эмиттера. Этого предшествует более интенсивная, но кратковременная *эмиттная электронная эмиссия*.

А. э. слабо зависит от темп-ры T . Малые отклонения j от (2) с ростом T прямо пропорц. T^2 :

$$\frac{j(T) - j(0)}{j(0)} \approx 1,4 \cdot 10^6 \varphi^2 T^2 / E^2. \quad (4)$$

Ф-ла (4) верна с точностью $\sim 1\%$ для приращений тока $\sim 18\%$. Для отношения $j(T)/j(0) \leq 10$ справедлива т. н. ф-ла Мёрфи и Гуда

$$j(T)/j(0) = \pi\omega / \sin(\pi\omega); \quad (5)$$

$$\omega = \frac{4\pi \sqrt{2m} h \sqrt{\varphi} t(y)}{E} T.$$

Для больших изменений $j(T)$ существуют более громоздкие ф-лы и графики, полученные численными расчётами. При повышении T и снижении E А. э.

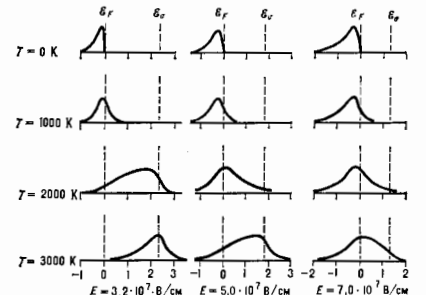


Рис. 2. Энергетический спектр автоэлектронов при разных темп-ратурах T и внешних полях E для $\Phi = 4,5$ эВ; \mathcal{E}_0 — уровень нулевого электрона в вакууме.

(термоавтоэлектронная эмиссия) переходит в термоэлектронную эмиссию, усиленную полем (*Шоттки эффект*).

Энергетич. спектр автоэлектронов из металла узок

(рис. 2). Полуширина Δ распределения по полным энергиям при $T=0\text{K}$ определяется ф-лой

$$\sigma = 6,76 \cdot 10^{-9} E / \sqrt{\Phi} \text{ в.} \quad (6)$$

При $\Phi=4,4$ эВ и Ig от 0 до 7a варьируется от 0,08 до 0,2 эВ. Величина σ с повышением I возрастает, в частности при 300 К (в том же диапазоне ν) σ изменяется от 0,17 до 0,3 эВ. Форма спектра отклоняется от теоретической (в модели свободных электронов) при сложной конфигурации ферми-поверхности или при наличии адсорб. молекул и атомов на поверхности, особенно если они неметаллич. происхождения (напр., нек-рых органич. молекул, к-рые играют роль волноводов для электронных волн).

Отбор тока при низких тем-рах приводит к нагреванию эмиттера, т. к. уходящие электроны уносят энергию в ср. меньше, чем энергия Ферми ϵ_F , тогда как вновь поступающие в металл через контакт электроны имеют энергию ϵ_F (Нотт и Гемма эф. ф. ект). С возрастанием T нагрев сменяется охлаждением — эффект мезо-эмит. прохл. через т. п. тем-ру излучения, соответствующую симметричному относительно уровня Ферми распределению вышедших электронов по полным энергиям. При больших T , когда эмиттер разогревается за счёт Joule'евых потерь, инверсия эффекта Ноттингема в нек-рых пределах препятствует лавинному саморазогреву и стабилизирует А. э.

А. э. из полупроводников. Особенности А. э. из полупроводников связаны с неск. факторами: 1) электрич. поле глубоко проникает в полупроводник, что приводит к смещению энергетич. зон, к изменению вблизи поверхности концентрации носителей заряда и их энергетич. спектра; 2) концентрация электронов во много раз меньше, чем в металле, что ограничивает величину j , и она сильно зависит от внеш. воздействия (тем-ра, освещение и др.); 3) поверхностные состояния носителей заряда могут скапливаться на характеристиках А. э.; 4) вольт-амперные характеристики и энергетич. спектры автоэлектронов отражают зонную структуру полупроводников; 5) протекающий через полупроводник ток может приводить к перераспределению потенциала на нём, а также влиять на энергетич. спектр электронов. Все эти особенности привлекаются для объяснения наблюдаемых вольт-амперных характеристик и энергетич. спектров автоэлектронных эмиссий (катодов).

Автоэлектронные эмиттеры (катоды) делают в виде поверхностей с большой кривизной: острин, лезвия, шероховатые края фольг и нлёнков, торцы нптей и т. п. Для отбора относительно больших токов используют многоструйные системы, многоэмиттерные системы на краях плёнок и фольг и т. п. В зависимости от размеров эмиттеров и расстояния до анода напряжение V , обеспечивающее величину электрич. поля E , достаточную для возникновения А. э., может составлять от сотен В до неск. десятков кВ.

Стабильность А. э. связана с состоянием распределения ф вдоль катода и т. п. полевого м. и ж. и т. л. $\alpha = E/V$. Оба эти фактора могут изменяться под влиянием адсорбции и миграции атомов или молекул как примесей, так и материала эмиттера. Напр., локальные значения α возрастают в результате миграции поверхностных атомов под действием сильного электрич. поля (перестройка в поле) или в результате «изъязвления» поверхности при ионной бомбардировке. Повышение стабильности А. э. достигается улучшением вакуума, очисткой эмиттера, использованием импульсного напряжения (для ослабления миграции атомов в электрич. поле и саморазогрева эмиттера), умеренным подогревом эмиттера (для защиты от адсорбции и от скапливания дефектов в местах удара ионов), применением слабо адсорбирующих материалов (нек-рые карбиды, бориды, нитриды металлов, углерод). Исследование А. э. из монокри-

сталлов тугоплавких металлов, а также хим. соединений с металлич. проводимостью (LaB₆, ZrC и др.) в сверхвысоком вакууме (поверхность эмиттера остаётся чистой в течение часов или суток) позволяло уточнить параметры А. э. для этих веществ.

Применение. Металлич. автоэлектронные эмиттеры используются в тех случаях, когда требуется высокая плотность тока j , т. е. там, где необходимы большие токи либо концентр. электронные пучки. Преимуществами автоэлектронных эмиттеров являются отсутствие энергетич. затрат на подогрев и безынерционность. Металлич. автоэлектронные эмиттеры (обычно многоструйные) применяются в мощных сильноточных устройствах. Нелинейность вольт-амперной характеристики используются в устройствах СВЧ (преобразователи частоты, усилители, детекторы сигналов). Автоэмиссионный эмиттер в качестве интенсивного точечного источника электронов применяется в растровых микроскопах. Он перспективен в рентгеновской и обычной электронной микроскопии, в рентгеновской дефектоскопии, в рентгеновских микроанализаторах и электронно-лучевых приборах. Автоэмиссионные эмиттеры могут также употребляться в микроэлектронных устройствах и в чувствит. индикаторах изменения напряжения.

Автоэлектронный катод в сочетании с анодом, совмещённым с люминесцирующим экраном, превращает такой автоэмиссионный диод в эмиссионный электронный микроскоп. На его экране можно наблюдать картину углового распределения тока А. э. с острин при высоких увеличениях и разрешающей способности (см. *Электронный проектор*).

Полупроводниковые автоэмиссионные эмиттеры перспективны как чувствит. приёмники ИК-излучения. Многоструйные системы эмиттеров служат основой для мозаичных систем в преобразователях ИК-изображений.

В высоковольтных вакуумных устройствах А. э. может играть и «вредную» роль, способствуя утечкам тока, развитию вакуумного пробоя. Для подавления А. э. в этих случаях снижают поле у поверхности электродов (уменьшая их кривизну), подбирают расположение электродов и распределение потенциалов, а также повышают работу выхода из поверхности (подбором материала или покрытия).

Лит.: Елизин М. И., Васи́льев Г. Ф., Автоэлектронная эмиссия, М., 1958; Фа́йшер Н., Говман Х., Автоэлектронная эмиссия полупроводников, пер. с нем., М., 1971; Некалавинские катоды, М., 1974; Wood R. W., A new form of cathode discharge and the production of X-rays, together with some notes of diffraction, «Phys. Rev.», 1907, v. 5, № 1, p. 3; Millikan R. A., Lauterborn C. C., Temperature dependence of field currents, там же, 1929, v. 33, № 4, p. 598; Fowler R. H., Nordheim L., Electron emission in intense electric fields, «Proc. Roy. Soc.», 1928, ser. A, v. 119, № 781, p. 173; Good R. H., Muller E. W., Field emission, in: *Handbuch der Physik*, Bd 21, B. — Göttingen, 1956, S. 1.

АВТОЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП — то же, что *электронный микроскоп*.

АГРЕГАТНЫЕ СОСТОЯНИЯ веществ (от лат. aggrego — присоединяю) — состояния одного и того же вещества в разл. интервалах тем-ры и давлений. Традиционно агрегатными считают газообразное, жидкое и твёрдое состояния, переходы между к-рыми сопровождаются скачкообразными изменениями свободной энергии вещества, энтропии, плотности и др. фаз. характеристик. С увеличением тем-ры газов при фиксир. давлении они переходят в состояние частично, а затем полностью ионизованной плазмы, к-рую также принято считать А. с. С увеличением давления (в звёздах) вещество переходит в состояние вырожденной плазмы, нейтронной жидкости и т. д.

Понятие А. с. не является точно определённым, более точным является понятие *фазы*.

АДАПТИВНАЯ АНТЕННА (от лат. adapto — приспосабливаю, прилаживаю) — разновидность антенны с обработкой сигналов, предназначенная для максими-

зации отношения сигнал/шум. Максимизация осуществляется автоматич. регулировкой весовых коэфф., с к-рыми суммируются сигналы, поступающие от отдельных приёмных каналов. Чаще всего А. а. является антенная решётка.

Обычно обработка сигналов помех, обеспечивающая подавление суммарного сигнала помех на выходе А. а., производится до приёма полезного сигнала. Антеннатура системы обработки сигнала основана на использовании устройств для регулировки амплитуд и (или) фаз весовых коэфф. Регулировка весовых коэфф. производится автоматически с помощью обратных связей между выходом системы обработки сигналов и приёмными каналами А. а. Процедура адаптации эквивалентна вычитанию из исходной диаграммы направленности (ДН) решётки компенсационной ДН, формируемой в процессе выработки оптимальных весовых коэфф., вследствие чего результирующая ДН приобретает впадины в направлениях на источники помех. Глубина подавления помех, необходимый объём антеннатуры обработки сигналов зависит от используемого метода адаптации и его конкретной реализации.

Один из вариантов А. а. — самофокусирующаяся антенная решётка. В режиме приёма она обрабатывает принимаемую волну с любым фазовым фронтом так, что сигналы от всех элементов суммируются синфазно. Благодаря этому при изотропно приходящих волнах, шумах обеспечивается максимум отношения сигнал/шум на выходе А. а. Самофокусировка А. а. может работать и в приёмно-передающем режиме; при этом излучение сигнала осуществляется в направлении источника принимаемой волны. И в режиме приёма, и в режиме передачи принимаемый сигнал используется для управления фазой токов в отд. элементах А. а. Приёмно-передающая самофокусирующаяся А. а. в известном смысле сходна с системами *обращения волнового фронта*, используемыми, в частности, в оптике. А. а. применяются в системах связи, в радиолокации, радиоастрономии и т. д.

Лит.: Антенные решетки. Методы расчета и проектирования. М., 1956. Ж и б в р в о в и ч Л. Ю. Возможности компенсации помеховых сигналов, принимаемых по боковым лепесткам диаграммы направленности фазированных антенных решеток. «Радиотехника», 1980, т. 35, № 10. А. А. Леманский.

АДАПТИВНАЯ ОПТИКА — раздел оптики, занимающийся разработкой оптич. систем с динамич. управлением формой волнового фронта для компенсации случайных возмущений и повышения т. о. предела разрешения наблюдат. приборов, степени концентрации излучения на приёмнике или мишени и т. н. А. о. начала интенсивно развиваться в 1950-е гг. в связи с задачей компенсации искажений фронта, вызванных атм. турбулентностью и накладывающих осв. ограничение на разрешающую способность наземных телескопов. Позднее к этому добавились проблемы создания орбитальных телескопов и мощных лазерных излучателей, подверженных др. видам помех.

Адаптивные оптич. системы классифицируются по порядку волновых aberrаций (см. *Аберрации оптич. систем*), к-рые они способны компенсировать (т. е. но степени полинома, в виде к-рого представляется распределение фазовой поправки на сечении пучка). Простейшие системы — 1-го и 2-го порядков — изменяют общий наклон волнового фронта и его кривизну простым перемещением отд. элементов фиксированной формы. Для систем более высокого порядка как в качестве корректирующих элементов вначале чаще всего использовались зеркала, рабытые по соответствующее число самостоятельно перемещаемых сегментов. Постепенно они вытесняются гибкими («мембранными») зеркалами, формой поверхности к-рых управляют либо созданием изгибающих моментов внутри самого зеркала, либо действием сил со стороны несущей конструкции. Часто используются небольшие деформируемые зеркала с пьезоэлектрич. приводами, устанавливаемые на участках оптич. си-

стемы с умеренными размерами сечения светового пучка (неподдаёму от фокальной плоскости объектива телескопа и т. п.).

Информацию о необходимом воздействии на волновой фронт получают методом пробных возмущений либо непосредств. измерением формы фронта. Оба эти способа применяются при создании как приёмных, так и излучающих систем.

Метод *пробных возмущений* (или анергетного зондирования). Заключается в измерении реакции на небольшие, преднамеренно вносимые фазовые искажения. Контролируемым параметром при этом обычно является интенсивность излучения в сфокусированном пятне либо интенсивность света, рассеянного мишенью. Эффекты, за к-рые ответственны разные виды фазовых искажений, разделяют либо по частоте (т. н. многовибраторный метод), либо по времени (т. н. многоступенчатый или последоват. метод). В первом случае возбуждаются малые гармонич. колебания разл. участков зеркала (либо колебат. моды зеркала в целом) с разл. частотами; спектральный анализ результирующего сигнала позволяет установить величину и направление необходимых для оптимизации системы изменений формы фронта. Во втором случае возбуждение колебаний отд. участков или мод зеркала осуществляется последовательно по времени.

Для пробных возбуждений и итоговой корректировки фазового распределения обычно используют разные зеркала — одно обеспечивает малые изменения фазы с высокими временными частотами, второе имеет значительно больший диапазон изменения формы и может быть более инерционным. Связанное с этим усложнение осв. оптич. тракта в определ. степени компенсируется применением лишь одного некогерентного приёмника излучения.

Примос измерение формы волнового фронта. Для него разработаны самые разнообразные и порой весьма оригинальные способы (гл. обр. интерферометрические), обычно применяемые в сочетании с методом компенсации волнового фронта (для приёмных систем) и методом фазового сопряжения (для излучателей). Метод компенсации заключается в восстановлении у волнового фронта излучения, прошедшего от находящегося в поле зрения точечного объекта, идеальной сферич. формы (угрученной им вследствие влияния турбулентности атмосферы и aberrаций объектива телескопа).

В методе фазового сопряжения волновому фронту излучения, испускаемому мощным источником, придаётся форма, сопряжённая по фазе с фронтом отражённого излучения, рассеянного мишенью и прошедшего

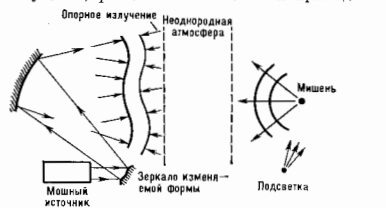


Схема метода фазового сопряжения. Толстая линия — волновой фронт исходной волны; тонкая — волновой фронт отражённого излучения; стрелками показано направление распространения волновых фронтов.

к источнику (рис.; для предварит. освещения мишени с целью получения оногого излучения может использоваться как основной, так и вспомогат. источник). Т. о., на излучаемую волну заранее накладываются такие искажения, что последующие искажения на пути её распространения оказываются скомпенсирова-

ными; этим достигается макс. концентрация излучения за мишенью.

Нередко к А. о. относят также область лазерной техники, связанную с применением фазово-сопряжённых волн для автокомпенсации искажений волнового фронта и мощных лазерных усилителях. В некоторых случаях удаётся непосредств. преобразование опорной волны в сопряжённую с помощью методов нелинейной оптики и голографии (см. *Обращение волнового фронта*).

Лит.: Х арди Дж. У., Активная оптика: новая техника управления световым пучком, (пер. с англ.), «ТИИЭР», 1978, т. 66, № 6, с. 31; Adaptive optics, «J. Opt. Soc. Amer.», 1977, ч. 67, № 3.

АДЕГАТОР (адиабатический генератор заряженных тортоидов) — устройство, применяемое в коллективном ускорителе ионов с электронными кольцами для формирования колец с высокой плотностью частиц. В основу устройства положено свойство кольца электронов менять свои осев. параметр (размеры и энергию) в меняющемся во времени магн. поле (см. *Коллективные методы ускорения*).

АДЕЗИЯ (от лат. *adhaesio* — прилипание, сцепление, приращение) — связь между разнородными конденсированными телами при их контакте. Частный случай А. — аутогезия, проявляющаяся при соприкосновении однородных тел. При А. и аутогезии сохраняется граница раздела фаз между телами, в отличие от коагуляц., определяющей связь внутри тела в пределах одной фазы. Наиб. значение имеет А. к твёрдой поверхности (субстрату). В зависимости от свойств адгезива (прилипшего тела) различают А. жидкости и твёрдых тел (частиц, плёнок и структурированных уругоэластичеств. масс, напр. распылов, битумов). Аутогезия характерна для твёрдых плёнок в многослойных покрытиях и частиц, определяет прочность дисперсных систем и композиц. материалов (норонков, грунта, бетона и др.).

А. зависит от природы контактирующих тел, св-их поверхностей и площади контакта. А. определяется силами межмолекулярного притяжения и усиливается, если одно или оба тела электрически заряжены, если при контакте тел образуется донорно-акцепторная связь, а также вследствие капиллярной конденсации паров (напр., воды) на поверхностях, в результате возникновения хим. связи между адгезивом и субстратом. В процессе диффузии возможны взаимное проникновение молекул контактирующих тел, размывание границы раздела фаз и переход А. в коагуляц. Величина А. может измениться при *адсорбции* на границе раздела фаз, а также за счёт подвижности полимерных цепей. Между твёрдыми телами в жидкой среде формируются тонкий слой жидкости и возникает расклинивающее давление, препятствующее А. Следствием А. жидкости к поверхности твёрдого тела является смачивание.

Возможность А. при изотермч. обратимом процессе определяется убывающей свободной поверхностной энергией, к-рая равна равновесной работе адгезии w_a :

$$w_a = (\sigma_{12} + \sigma_{23}) - \sigma_{13},$$

где σ_{12} , σ_{23} и σ_{13} — поверхностные натяжения субстрата 1 и адгезива 2 на границе с окружающей средой 3 (напр., воздухом) до А. и при А. С увеличением поверхностного натяжения субстрата А. растёт (напр., величина для металлов и мала для полимеров). Приведённое ур-ние является исходным для расчёта равновесной работы А. жидкости. А. твёрдых тел изменяется величиной внеш. воздействия при отрыве адгезива, А. и аутогезии частиц — средней силой (расчитывается как матем. ожидание), а порошка — уд. силой. Силы А. и аутогезии частиц увеличивают трение при движении норонков.

При отрыве плёнок и структурир. масс измеряется адгезионная прочность, к-рая, кроме А., включает усилие на деформацию и течение образца, разрывку

двойного элктрич. слоя и др. побочные явления. Адгезионная прочность зависит от размеров (толщины, ширины) образца, направления и скорости приложения внеш. усилия. При А., слабой по сравнению с когезией, имеет место адгезионный отрыв, при относительно слабой когезии — когезионный разрыв адгезива. А. полимерных лакокрасочных и др. плёнок определяется смачиванием, усложнено формированием площади контакта жидким адгезивом и при его затвердевании образованием внутр. напряжений и релаксационными процессами, влиянием внеш. условий (давления, темп-ры, элктрич. поля и др.), а прочность клеевых соединений — ещё и когезией отвердевшей клеевой прослойки.

Изменение А. вследствие возникновения двойного элктрич. слоя в зоне контакта и образования донорно-акцепторной связи для металлов и кристаллов определяется состояниями внеш. электронов атомов поверхностного слоя и дефектами кристаллич. решётки, полупроводников — поверхностными состояниями и наличием примесных атомов, а диэлектриков — динамичным моментом функциональных групп молекул на границе фаз. Площадь контакта (и величина А.) твёрдых тел зависит от их упругости и пластичности. Усилить А. можно путём активации, т. е. изменения морфологии и энергетич. состояния поверхности механич. очисткой, очисткой с помощью растворов, вакуумированием, воздействием эл.-магн. излучения, ионной бомбардировкой, а также введением разл. функциональных групп. Значит. А. металлич. плёнок достигается элктроразложением металлич. и неметаллич. плёнок — термич. испарением и вакуумным напылением, тугоплавких плёнок — с помощью плазменной струи.

Совершенство методов определения А. наз. адегазиметрия, а приборы их реализации — адегазиметрами. А. может быть измерена при помощи прямых (усилие при нарушении адгезионного контакта), неразушающих (по изменению параметров ультразвуковых и эл.-магн. волн вследствие поглощения, отражения или преломления) и косвенных (характеризующих А. в сопоставимых условиях лишь относительно, напр. отслаиванием плёнок после надреза, наклоном поверхности для порошков и др.) методов.

Лит.: З имон А. Д., Адгезия пыли и порошков, 2 изд., М., 1976; его же, Адгезия плёнок и покрытия, М., 1977; его же, Что такое адгезия, М., 1983; Д е р я г и н В. В., К р о т о в а Н. А., С м и л г а В. П., Адгезия твёрдых тел, М., 1973; З имон А. Д., А н д р я н о в Е. И., Аутогезия смачивающих материалов, М., 1978; Б а с и н В. Е., Адгезионная прочность М., 1981; Коагуляционные контакты в дисперсных системах, М., 1982; В а к у л а В. П., П р я т к и н Д. М., Физическая химия адгезии полимеров, М., 1984. А. Д. З имон.

АДИАБАТА (от греч. *adiabatos* — непроницаемый) — линия на термодинамич. диаграмме состояний, изображающая обратимый *адиабатический процесс*. В таких процессах постоянна энтропия, поэтому А. наз. также и *э н т р о п о й*. Для построения А. нужно знать любой из *термодинамических потенциалов*, определяющих ур-ние состояния. Для идеального газа А. описывается у р а в н е н и е м Д у а с о н а $PV^\gamma = \text{const}$ (а также ур-ниями $TU^{\gamma-1} = \text{const}$, $TU^{\beta-1} = \text{const}$), где P — давление, V — объём, T — темп-ра, $\gamma = Cp/Cv$ — отношение теплоёмкости при пост. давлении к теплоёмкости при пост. объёме (для одноатомного газа при обычных темп-рах $\gamma = 1,67$, для двухатомного газа $\gamma = 1,4$). Ур-ния А. показывают, что при адиабатич. сжатии газ нагревается, что используется для воспламенения смеси в двигателях внутр. сгорания. Охлаждение при адиабатич. расширении — один из способов получения низких темп-р и окислительных газов.

Для газов, подчиняющихся ур-нию состояния Ван-Дер-Ваальса, А. описывается ур-нием $(P + a/v^2)(v - b)^\gamma = \text{const}$, где v — уд. объём, а b и a — постоянные. Для

ультрарелятивистского ферми-газа и фотонного газа А. описывается уравнением Пуассона, где $u = \frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dt}$.

АДИАБАТИЧЕСКАЯ ГИПОТЕЗА — предположение, лежащее в основе представления о механизме рассеяния в *квантовой теории поля* (КТП). Процесс рассеяния, согласно А. г., происходит след. образом. В нач. состоянии, к-рому присписывается время $t = -\infty$, частицы находятся далеко друг от друга и взаимодействия между ними полностью отсутствуют. По мере сближения частиц взаимодействие постепенно «включается», достигает макс. силы при макс. сближении и постепенно «выключается», когда частицы разлетаются после рассеяния. Копечному состоянию присписывается время $t = +\infty$. В начальном и конечном состояниях частицы описываются свободным лагранжианом, т. е. лагранжианом без взаимодействий. Строго говоря, А. г. не применима к КТП, поскольку лагранжианы со взаимодействием, обычно рассматриваемые в КТП, приводят к тому, что частицы постоянно взаимодействуют с вакуумом как своего рода физ. средой, в к-рой они движутся, и поэтому не могут описываться свободным лагранжианом (см. Хааса теорема). Трудности, возникающие при введении А. г. в КТП, устраняются с помощью процедуры *перенормировки* при построении матрицы рассеяния.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ — возмущения состояний квантовой системы под воздействием медленно (адиабатически) меняющихся внеш. условий. Медленность означает, что характерное время изменения внеш. условий значительно превышает характерные времена движения системы. Метод А. в. противопоставляется *внезапным возмущающей методу* (стрихкованию), при к-ром упомянутое времена удовлетворяют противоположному неравенству. А. в. могут приводить и значит. изменению структуры самих состояний, но при этом переходы между разными состояниями происходят с малой вероятностью. Исключение из этого правила составляют случаи, когда в процессе эволюции два или неск. уровней энергии системы становятся близкими или пересекаются (см. *Пересечение уровней*). При этом переходы между пересекающимися состояниями могут происходить с заметной вероятностью и наз. неадиабатическими. Теорию А. в. применяют для описания столкновений атомов и молекул, взаимодействия атомов и молекул с эл.-магн. полями, взаимодействия разл. возбуждений в твердом теле и т. д.

Лит.: Мотт М., Мессин Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., 3 изд., М., 1969; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; Шифф Л. Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1969. А. М. Давид.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ИНВАРИАНТЫ — физ. величины, остающиеся практически неизменными при медленном (адиабатическом), но не обязательно малом изменении внеш. условий, в к-рых находится система, либо самих характеристик системы (внутр. состояние, масса, электрический заряд и пр.). Отмеченное изменение должно происходить за времена (τ), значительно превышающие характерные периоды движения системы (T).

В классич. механике А. и. являются переменные действия $I_k = \oint p_k dq_k$, где p_k — обобщенный импульс, q_k — обобщенная координата, интегрирование производится по периоду (или квазипериоду).

Для гармонич. осциллятора А. и. является отношение его энергии к частоте. Характерно, что при адиабатич. изменении условий становятся связанными между собой физ. величины, к-рые вообще независимы, напр. амплитуда колебаний маятника и его длина.

Физически важным примером А. и. служит магн. момент, создаваемый током заряд. частицы при её движении в медленно меняющемся (в пространстве

или во времени) магн. поле: $p_{\perp}^2/H = \text{const}$, где p_{\perp} — проекция импульса заряд. частицы на плоскость, перпендикулярную направлению магн. поля (H) в данной точке пространства.

На сохранения А. и. основано т. н. дрейфовое приближение, широко используемое в физике плазмы, а также действие «магн. вихря» и основанных на них адиабатич. ловушек — пробиторов (см. *Открытие ловушки*), применяемых в исследованиях по удержанию горячей плазмы для целей управляемого термоядерного синтеза и осуществляющихся, напр., в магн. поле Земли (см. *Радиационный пояс*).

Кол-во А. и. не превышает числа степеней свободы, но к-рых движением системы финитно (ограничено в пространстве). Так, в магн. ловушках, кроме магн. момента, может сохраняться продольный А. и., соответствующий движению вдоль магн. силовых линий: $\oint p_{\parallel} dl$, где p_{\parallel} — проекция импульса частицы на направление H , а интеграл берётся вдоль траектории между точками новорота частицы.

Расчёты, проводимые в небесной механике, а также исследования длительности удержания заряд. частиц в адиабатич. ловушках вызвали вопрос о точности, с к-рой сохраняются А. и. Строго говоря, А. и. может изменяться в значит. пределах, если во временной зависимости внеш. условий присутствуют частоты, кратные частотам самой системы (*параметрический резонанс*). Если не рассматривать такие ситуации, то А. и. сохраняются с точностью большей, чем любая степень малого параметра T/τ .

Интерес к А. и. сильно возрос в годы установления понятий квантовой механики. В квантовой механике А. и. являются те из квантовых чисел (n), для к-рых частоты $\omega = (\epsilon_{n+1} - \epsilon_n)/\hbar$ (где $\epsilon - \geq 1$) удовлетворяют условию адиабатичности ($\omega \gg \tau^{-1}$). Иными словами, квантовая система, находящаяся под адиабатич. воздействием, остаётся в одном и том же состоянии (хотя само состояние медленно, адиабатически следует за изменением внеш. воздействия). Все переходы такой системы из одного состояния в другое наз. *неадиабатическими переходами* и связаны с пересечением соответствующих уровней энергии ($\omega = 0$) (см. *Пересечение уровней*).

Лит.: Шифф Л. Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1969; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теоретическая физика, т. 1 — Механика, 3 изд., М., 1973; Нортроп Т., Классическая теория движения заряженных частиц, пер. с англ., М., 1967; Арьвольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979. А. М. Давид.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ в космологии — один из возможных типов малых нарушений однородности Вселенной, предельных для объяснения происхождения её наблюдаемой структуры: галактик, а также группы, скопления и сверхскопления галактик. А. ф. присутствуют, вероятно, уже на самых ранних стадиях эволюции Вселенной — вблизи космологич. сингулярности (см. *Сингулярность космологич.*). Они представляют собой неоднородности плотности и потенц. возмущения скорости в-ва, к-рые нарушают однородное и изотропное расширение Вселенной и, нарастая под действием сил тяготения, приводят к образованию гравитационно обособленных космич. тел. А. ф. сохраняют уд. энтропию строго неизменной по пространству — отсюда их название (см. *Адиабатический процесс*). Постоянство уд. энтропии является, согласно совр. теориям (см. *Барьонная асимметрия Вселенной*), одним из важнейших свойств ранней Вселенной.

В ходе эволюции Вселенной мелкомасштабные А. ф. испытывают сильное затухание. В космологич. моделях, в к-рых предполагается, что в настоящее время осн. вклад в плотность вещества дают *барьоны*, это затухание происходит на стадии ионизованного водорода и вызвано диссипативным взаимодействием водородно-гелиевой плазмы с фотонами, заполняю-

циями Вселенной. Граничный масштаб А. ф., испытывающий затухание, если определять его массой колебаний во флуктуации бариев M_d , зависит от атомных констант и параметров рассматриваемой космологической модели (Хаббла постоянной H_0 и безразмерной ср. плотности Вселенной Ω_m , см. Космология). Значение M_d оценивается по аппроксимационной ф-ле

$$M_d = \frac{4}{3} \pi \bar{\rho}_b k_d^{-3} \approx 1.3 \cdot 10^{12} (\Omega_m h^2)^{-3/5} M_\odot,$$

где $k_d = 2\pi/\lambda_d$ — волновое число, соответствующее масштабу затухания в спектре А. ф., $\bar{\rho}_b$ — ср. плотность бариев, $h = H_0/[100 \text{ км} \cdot (\text{с} \cdot \text{Мпк})^{-1}]$ — безразмерный параметр. Ф-ла приближённо справедлива при $0,01 < \langle \Omega_m h^2 \rangle < 1$.

В моделях Вселенной, где по своему вкладу в массу доминируют слабовзаимодействующие частицы, обладающие массой покоя (напр., электронное нейтрино с предпологаемой массой $m_\nu \approx 10-100$ эВ и, возможно, нестабильное), затухание мелкомасштабных А. ф. вызвано эффектом черенкования — аналог Ландау затухания — на стадии, когда слабовзаимодействующие частицы были релятивистскими. Граничный масштаб затухания $M_\nu \sim m_{\nu i} (m_{\nu i}/m_e)^2$, где $m_{\nu i} \sim (c\beta_i/c)^{1/2}$ — т. н. планковская масса. В случае элек- тронных нейтрино $M_\nu \sim 10^{15} M_\odot$.

Информация об А. ф., существовавших в эпоху рекомбинации водорода (при $z \sim 10^3$, где z — красное смещение), сохраняется в угловых флуктуациях температуры микроволнового фоновое излучения АТ/Т. Поэтому данные наблюдения величины $\Delta T/T$ позволяют оценить верхние пределы амплитуды А. ф. разных масштабов в эпоху рекомбинации. По-видимому, амплитуда А. ф. в масштабах $\sim M_\nu$ в то время составляла $\sim 0,1\%$.

К моменту рекомбинации затухают мелкомасштабные А. ф. и остаются флуктуации с массой $> M_d$ (или M_ν). После рекомбинации сохранившиеся крупномасштабные неоднородности плотности растут под действием гравитации, яв испытывая противодействия со стороны сил упругости (давления), т. к. M_d и M_ν существенно превышают критич. динсовскую массу в эту эпоху (см. Гравитационная неустойчивость). Поэтому образование структуры на нелинейной стадии роста А. ф. начинается с концентрации слабовзаимодействующих частиц и бариев в сильно сплюснутые облака — т. н. блины (вероятно, при $z \approx 4$). «Блины», обладающие массами $\sim M_d$ (или M_ν), являются предвестниками совр. сверхскоплений галактик. В этой модели галактики образуются внутри «блинов» путём фрагментации их на части, к-рые вызваны сложными взаимодействиями, тепловыми и гравитат. процессами. Наряду с образованием «блинов» теория предсказывает рождение на более поздней стадии эволюции волокушистых и компактных ступенчатой массы иррегулярно его масштаба, к-рые вместе с «блинами» образуют единую ячеисто-сетчатую крупномасштабную структуру Вселенной. Если осн. масса Вселенной заключена в гипотетич. слабовзаимодействующих частицах типа акослов, фотино, гравитино, то теория предсказывает более сложную картину происхождения структуры Вселенной из А. ф., в к-рой скопления и сверхскопления галактик образуются несколько позже самих галактик.

Лит.: Зельдович Я. В., Новиков И. Д., Строев и эволюция Вселенной, М., 1975; Давидгария С. Ф., Дворшакевич А. Г., Зельдович Я. В., Крупновская структура Вселенной, «УФН», 1983, т. 139, с. 83.

АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС. С. Ф. Шандарин. (адиабатический процесс) — термодинам. процесс, происходящий в системе без теплообмена с окружающей средой ($\delta Q = 0$), т. е. в адиабатически изолир. системе, состоянии к-рой можно изменить только путём изменения внеш. пара-

метров. Понятие адиабатич. изоляции является идеализацией теплоизолирующих оболочек или сосудов Дювара (адиабатич. оболочки). Изменение температуры, тем не оказывается влияния на адиабатически изолир. системы, а их энергия U может изменяться только за счёт работы, совершаемой системой (или над ней). Согласно первому началу термодинамики, при обратном А. п. для однородной системы $dQ = dU + PdV = 0$, где V — объём системы, P — давление, а в общем случае $dQ = dU + \sum_j A_j da_j = 0$, где a_j — внеш. параметры, A_j — термодинамич. силы. Согласно второму началу термодинамики, при обратном А. п. энтропия постоянна, $dS = dQ/T = 0$, а при необратимом — возрастает. Очень быстрые процессы, при к-рых не успевают произойти теплообмен с окружающей средой, напр. при распространении звука, можно рассматривать как А. п. Энтропия каждого малого элемента жидкости при его движении со скоростью v остаётся постоянной, поэтому полная производная энтропии s , отнесённой к единице массы, равна нулю, $ds/dt = \partial s/\partial t + v \cdot \text{grad}s = 0$ (условие адиабатичности). Простым примером А. п. является сжатие (или расширение) газа в теплоизолир. цилиндре с теплоизолир. поршнем: при сжатии темп-ра возрастает, при расширении — убывает. Др. примером А. п. может служить адиабатич. размагничивание, к-рое используют в методе магнитного охлаждения. Обратным А. п., наз. также и энтальпийным, изображается на диаграмме состояния адиабат (изэнтропий).

Лит. см. при ст. Термодинамика. Д. Н. Зубарев. **АДИАБАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ** — метод приближённого решения задач квантовой механики, применяемый для описания квантовых систем, в к-рых можно выделить «быструю» и «медленную» подсистемы. Исходная задача решается в два этапа: сначала рассматривается движение быстрой подсистемы при фиксир. координатах медленной подсистемы, а затем учитывается движение последней.

Если r и R — соответственно координаты быстрой и медленной подсистем, то полный гамильтониан системы можно представить в виде

$$\hat{H}(r, R) = \hat{T}_m(R) + \hat{T}_b(r) + \hat{V}(r, R),$$

где $\hat{T}_b(r)$ и $\hat{T}_m(R)$ — операторы кинетич. энергии быстрой и медленной подсистем, а $\hat{V}(r, R)$ — оператор потенциальной энергии всей системы. В А. п. из решения ур-ния

$$(\hat{T}_b(r) + \hat{V}(r, R)) \psi_i(r; R) = \mathcal{E}_i(R) \psi_i(r; R)$$

сначала находят волновые ф-ции $\psi_i(r; R)$ быстрой подсистемы при фиксир. значениях координат R и собств. значения энергии $\mathcal{E}_i(R)$ быстрой подсистемы (тежж. спектральные), к-рые зависят от координат R медленной подсистемы так, как от параметра.

Полная волновая ф-ция системы представляется в виде разложения по базису $\psi_i(r; R)$:

$$\Psi(r, R) = \sum_j \psi_j(r, R) \Psi_j(R),$$

где под знаком суммы следует понимать не только суммирование по дискретному спектру, но также интегрирование по сплошному спектру u оператора $\hat{T}_b(r) + \hat{V}(r, R)$. При подстановке этого разложения в ур-ние Шрёдингера

$$(\hat{H}(r, R) - \mathcal{E}) \Psi(r, R) = 0,$$

где \mathcal{E} — энергия всей системы, домножении его слева на ф-ции $\psi_i(r; R)$ и интегрировании по переменным r возникает бесконечная система ур-ний

$$\{\hat{T}_m(R) - \mathcal{E} + \mathcal{E}_i(R) + U_{ij}(R)\} \Psi_j(R) = - \sum_{j \neq i} U_{ij}(R) \Psi_j(R)$$

для ф-ций $\psi_i(\mathbf{R})$, описывающих движение медленной подсистемы в эфф. потенциале $\mathcal{E}_i(\mathbf{R})$ и

$$U_{ij}(\mathbf{R}) = \int \varphi_i^*(\mathbf{r}; \mathbf{R}) \hat{T}_m(\mathbf{R}) \varphi_j(\mathbf{r}; \mathbf{R}) d\mathbf{r},$$

создаваемых движением быстрой подсистемы.

Эта система у-рний полностью эквивалентна исходному у-рнию Шрёдингера с гамма-квантованым $\hat{H}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$. Она может быть использована для прецизионных расчётов свойств квантовых систем, точность к-рых сравнима с точностью научных расчётов, проводимых вариационными методами. Такое описание квантовых систем получено в англоязычной литературе назв. метода возмущённых стационарных состояний и в совр. литературе используют также термин «адиабатич. представление», наиб. адекватно отражающий суть и особенности обсуждаемого подхода.

Собственно А. п. в его первонач. формулировке, известное в литературе как Борна — Опенгеймера метод, состоит в предположении, что $U_{ij}(\mathbf{R}) = 0$. В этом случае волновую ф-цию системы можно приближённо представить в виде произведения:

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \varphi_i(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \psi_i(\mathbf{R}),$$

т. е. движения быстрой и медленной подсистем в данном приближении независимы. Для уточнения такого приближённого решения необходимо учесть неадиабатич. матричные элементы $U_{ij}(\mathbf{R})$, осуществляющие связь между движениями медленной и быстрой подсистем.

«Классич. область» приложения А. п. в квантовой механике — теория молекулярных спектров, а методом наиболее простой случай его использования — молекулярный ион водорода H_2^+ . В теории спектров молекул оператор $\hat{T}_m(\mathbf{r})$ соответствует движению электронов, а оператор $\hat{T}_n(\mathbf{R})$ — относит. движению ядер в молекуле. Следуя Борну и Опенгеймеру, можно ввести параметр неадиабатичности $\chi = (m/M)^{1/2}$, где m — масса электрона, а M — приведённая масса ядер молекулы. Физ. смысл параметра χ — отношение среднеквадратичного отклонения ядер от положения равновесия и размеру молекулы, к-рый определяется протяжённостью электронного облака. Используя параметр χ , нулевую энергию \mathcal{E} системы можно приближённо представить в виде

$$\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{ад} = \mathcal{E}_{эл} + \mathcal{E}_{кол} + \mathcal{E}_{вр},$$

где $\mathcal{E}_{эл} \approx \mathcal{E}(\mathbf{R}_0)$ — энергия электронов в молекуле, приближённо равная значению термина $\mathcal{E}_i(\mathbf{R})$ при равновесном расстоянии \mathbf{R}_0 между ядрами, $\mathcal{E}_{кол} \approx \chi^2 \mathcal{E}_{эл}$ — энергия колебаний ядер вблизи положения равновесия \mathbf{R}_0 , $\mathcal{E}_{вр} \approx \chi^4 \mathcal{E}_{эл}$ — вращат. энергия молекулы.

Указанный результат для $\mathcal{E}_{эл}$ следует из у-рний адиабатич. подхода при отрицании матричных элементов $U_{ij}(\mathbf{R})$ при $i \neq j$. Недиагональные матричные элементы $U_{ij}(\mathbf{R})$ имеют порядок малости $\sim \chi^2 = m/M$ и описывают связь колебаний с вращательными молекулы и другие, более тонкие эффекты. Их учёт приводит к поправкам в разложении для \mathcal{E} по степеням χ и членов $\sim \chi^2$ и более высоким.

А. п. эффективно используется также в квантовой химии для построения волновых ф-ций многоэлектронных молекул, в атомной физике при описании медленных столкновений атомов и молекул и в теории твёрдых тел.

Лит.: Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллической решётки, пер. с англ., М., 1958; Давыдов А. С., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973; Сэттер Дж., Элементарная структура молекул, пер. с англ., М., 1965; Никитин Е. Е., Уманский С. Я., Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях, М., 1979.

АДРОННЫЕ АТОМЫ — атомоподобные системы, в к-рых положительно заряж. ядро за счёт кулоновского притяжения удерживает отриц. адрон. Наблюдались пionicные (π^-), каоновые (K^-), антипротонные (\bar{p}) в гиперонные (Σ^-) атомы. Изучение А. а. даёт информацию и об адроне и о ядре (масса и магн. момент адрона, распределение вещества в ядре, поляризуемость адрона и ядра), а также об их взаимодействии (рассеяние и поглощение адрона ядром).

А. а. образуется при замедлении отриц. адрона в веществе. Адрон захватывается атомом с образованием высоковозбуждённого состояния с главным квантовым числом $n > (m/m_e)^{1/2}$, где m — масса адрона, m_e — масса электрона (при таких n радиус атомной орбиты адрона, обратно пропорциональный его массе, сравним с радиусами электронных орбит). Возбуждение атома снимается за счёт каскада оже-переходов и элекстр. дипольных переходов адрона с одного уровня на другой, сопровождающихся испусканием рентг. излучения (см. Мультиспальное излучение, оже-спектроскопия). При этом преимущественно заселяются круговые орбиты, т. е. состояния с $l = n - 1$, где l — момент кол-ва движения. Когда адрон достигает состояний с небольшими n , становятся существ. эффекты сильного взаимодействия, что приводит к захвату адрона ядром.

Атомные уровни, между к-рыми происходит переход адрона, сопровождаемый рентг. излучением, имеют в осн. такую же природу, что и уровни в обычных электронных атомах. Их положение приближённо описывается решением Клейна — Гордона уравнения для пionicных атомов или Дирака уравнения для K^- , \bar{p} и Σ^- -атомов в случае точечного ядра с зарядом Z . Т. к. масса адрона много больше массы электрона, то в состояниях с $n < 5-6$ адрон находится внутри самой глубокой электронной оболочки, где экранирование поля ядра несущественно, т. е. имеет место водородоподобная система (поправки на экранирование существуют лишь при больших n). Небольшое поправку возникает из-за учёта конечности размеров ядра и поляризации ядра. Кроме того, для пionicных орбит существенны эффекты, связанные с сильным адрон-ядерным взаимодействием. Радиус орбиты адрона, как правило, много больше размера ядра, напр. для ^2Li радиусы $1s$ -состояний пionicного и антипротонного атома составляют 67 фм и 10 фм (для обычного атома $1,8 \cdot 10^4$ фм). Тем не менее с ионной долей вероятности адрон находится внутри ядра, что приводит к сдвигу и уширению уровня энергии за счёт сильного взаимодействия. Сдвиг уровня \mathcal{E} связан с длиной адрон-ядерного рассеяния (т. е. с амплитудой рассеяния при нулевой энергии системы, см. Рассеяние микрочастиц) соотношением, к-рое для s -состояний имеет вид

$$\Delta \mathcal{E} = -\frac{2\pi}{\mu} a |\psi(0)|^2. \quad (1)$$

Здесь μ — приведённая масса адрона и ядра, а $\psi(0)$ — значение кулоновской волновой ф-ции адрона в центре ядра. Уширение уровня позволяет определить вероятность захвата адрона ядром.

При эксперим. исследовании А. а. измеряется энергия рентг. излучения (с помощью полупроводниковых детекторов либо кристалл-дифракц. спектрометра). Достигнута точность в определении положения линии составляет 2 эВ. Как правило, ширины $\Gamma > 100$ эВ определяются непосредственно, а $\Gamma \approx 0,1-10$ эВ — из соотношения интенсивностей разл. линий (рис. 1). Из рис. видно, как линия $2p-1s$ пionicного атома выделяется среди интенсивных линий, принадлежащих множеству атомов, возникновение к-рых неизбежно вследствие распада π^- -мезонов на леты (слева — калибровочная линия).

Наиб. изучены пionicные атомы. Измерения сдвигов и ширины переходов (обусловленных сдвигом и ушире-

всем ниж. уровня) $2p-1s$ в атомах от ${}^3\text{He}$ до ${}^{24}\text{Mg}$; $3d-2p$ -переходов от ${}^{24}\text{Mg}$ до ${}^{84}\text{Kr}$; а также переходов $4f-3d$ и $5g-4f$ в широком диапазоне элементов позволяют сформулировать особенности π^- -атомов: сдвиги $1s$ -уровней отрицательны, т. е. отвечают отталкиванию пиона от ядра, сдвиги всех уровней с более высокими

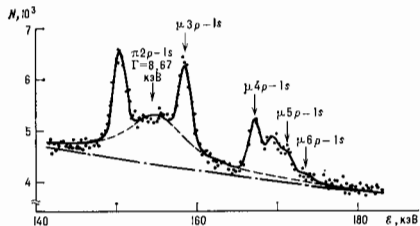


Рис. 1. Рентгеновский спектр пионного атома ${}^{16}\text{O}$ при энергиях E близки линиям $2p-1s$ (принимая обозначения, обычные для атомных спектров).

l положительны, т. е. соответствуют притяжению. Такое поведение описывают введением нелокального оптич. потенциала пион-ядерного взаимодействия, содержащего зависимость от скорости π^- [1, 2]. Теоретич. соображения приводят к выводу о том, что сдвиги энергии ΔE и ширины Γ состояний с орбитальным моментом l должны возрастать с ат. номером Z пропорционально $Z^{2(2l+3)/2}$, что приблизительно выполняется (рис. 2). Теория, как правило, даёт хорошие

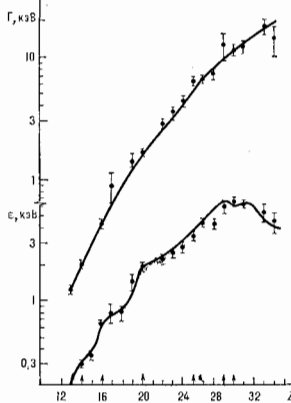


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и теоретических значений сдвигов E и ширины Γ уровней пионных атомов (теоретические точки соединены линиями).

описание наблюдающихся сдвигов и ширины $1s$ -, $2p$ -, $3d$ - и $4f$ -уровней, за исключением летучих атомов и (в ряде случаев) атомов с максимальным Z , при к-ром наблюдается соответствующая линия (т. е. в атоме с Z , на 1 больший, пион просто не доходит до соответствующего состояния, т. к. захватывается ядром с более высокой орбиты). Прецизионное определение массы пиона, к-рая входит как параметр в ф-лу для энергии уровня, но энергия переходов $5g-4f$ и $6h-5g$, даёт значение $m_{\pi^-} = 139,568 \pm 0,002$ МэВ (см. Пионы).

Эксперим. изучение каонных атомов, с одной стороны, затруднено из-за меньшей интенсивности имеющих пионов медленных каонов, а с другой — облег-

чено тем, что в K^- -атомах сдвиги и уширение уровней гораздо больше, чем в π^- . Это — следствие большой интенсивности каон-нуклонного взаимодействия при низких энергиях по сравнению с пион-нуклонным. Теоретич. интерпретация эксперим. данных по каонным атомам (от H до U) затруднена наличием близкого подпорогового резонанса Λ (1405) в системе K^-p и сильным поглощением каона свободным нуклоном [2]. Наличие аномально большого сдвига $2p$ -уровня в $\text{A. A. } K^-{}^{24}\text{Ne}$ указывает на возможность существования в этой системе слабосвязанного ядерного p -состояния. Точное значение массы каона, полученное из измерений рентг. спектров высоких переходов каонных атомов, $m_{K^-} = 493,664 \pm 0,018$ МэВ.

Пучки Σ -гиперонов нельзя создать вследствие очень короткого времени жизни ($1,5 \cdot 10^{-10}$ с) Σ -гиперона. Однако Σ -гиперонные атомы могут образовываться во вторичных взаимодействиях при торможении K^- в мишени. Эксперим. данные по сдвигам и ширинам уровней Σ^- -гиперонных атомов (с 1978) пока скудны (ок. 10 переходов в ядрах от C до Ba). Из расщепления атомного уровня на подуровни тонкой структуры определён магн. момент Σ^- -гиперона ($-1,48 \pm 0,37$ ядерных магнетонов).

Изучение антипротонных атомов началось в 1970, точность измерений ΔE и Γ уровней мала, что обусловлено слабой интенсивностью антипротонных пучков. Качеств. скачок в точности результатов ожидается от экспериментов на установке LEAR (ЦЕРН), к-рая даёт пучки антипротонов низкой энергии с интенсивностью 10^6 $\bar{p}/\text{с}$. Исследования антипротонных атомов, в первую очередь системы $\bar{p}p$, позволят выяснить возможность существования квазиинтерных связанных состояний в системе нуклон-антинуклон (см. Барийон [3]). Масса антипротона из измерений рентг. спектров $\bar{p} = 938,202 \pm 0,036$ МэВ, что согласуется с массой протона. По точному расщеплению уровней найдён магн. момент антипротона, равный $2,795 \pm 0,019$ ядерного магнетона, что также согласуется с магн. моментом протона ($2,793$ ядерного магнетона).

Изучение A. a. может дать информацию о поляризуемости адрона, у k -рото в сильном электрич. поле на атомной орбите выявляется наведённый дипольный момент, что приводит к доп. сдвигу уровня энергии. Верхняя оценка поляризуемости каона $0,02$ фм³. Лит.: 1) В а к и ш т о с т. П. Ионные атомы, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 107, с. 405; 2) Б е т т с К. Дж., Элементарные атомы, «ЮЧАН», 1982, т. 13, с. 164; 3) Ша в р о И. С., Ядра из бариев и антибариев, «УФН», 1978, т. 125, с. 377; 4) В а р х о в И. Э., Элементарные атомы, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, с. 528.

В. М. Кольбаев.

АДРОНЫ (от греч. *hadrón* — большой, сильный; термин предложил Л. Б. Окунев в 1967) — частицы, участвующие в сильном взаимодействии. К A. относятся все барионы (в т. ч. нуклоны — протон и нейтрон) и мезоны. A. обладают сохраняющимися в процессах сильного взаимодействия квантовыми числами: странностью, очарованием, красотой и др. Близкие по массе A. , имеющие одинаковые значения указанных квантовых чисел, а также барионные числа и спина могут быть объединены в изотопические мультиплеты, включающие в себя A. с разл. электрич. зарядами. Изотопич. мультиплеты, отличающиеся только значением странности, могут быть, в свою очередь, объединены в более обширные группы частиц — супермультиплеты группы $SU(3)$.

В свободном состоянии все A. (за исключением, возможно, протона) нестабильны. Те из них, к-рые распадаются благодаря сильному взаимодействию, имеют характерное время жизни порядка 10^{-22} – 10^{-23} с и наз. резонансами (исключение — т. и. векторные мезоны со скрытым очарованием: J/ψ , ψ' или со скрытой красотой: η , η' , η'' , время жизни к-рых $\sim 10^{-20}$ с). A. , распадающиеся за счёт слабого или эл.-магн. взаимодействия, условно наз. стабильными, поскольку их

времени жизни на много порядков больше характерного времени сильного взаимодействия. К «стабильным» (в этом смысле) А., кроме нуклонов, относятся *гипероны* Λ , Σ , Ξ , Ω , барions Λ_c , мезоны π , K , η , очарованные мезоны D , F и др.

А. представляет собой составные системы. Большинство известных бариеонов состоит из трёх кварков, а мезоны — из кварка и антикварка (хотя возможны состояния, имеющие в своём составе донают. пары кварк-антикварк, напр. мезоны из 2 кварков и 2 антикварков). Значения странности, очарования и др. подобных квантовых чисел А. определяются числом входящих в их состав странных (s), очарованных (c), красивых (b) и др. возможных типов (ароматов) кварков и соответствующих антикварков.

Лит. см. при ст. *Сильное взаимодействие*, *Важнейшие частицы*.

АДСОРБЦИЯ (от лат. *ad* — на, при и *sorbeo* — поглощаю) — преимущественное концентрирование молекул газа или растворённого в жидкости вещества (адсорбата) на поверхности жидкости или твёрдого тела (адсорбента), а также растворённого в жидкости вещества на границе её раздела с газовой фазой. Частный случай *сорбции*. Один из важнейших типов поверхностных явлений.

Явление А. связано с тем, что силы *межмолекулярного взаимодействия* на границе раздела фаз не скомпенсированы, и, следовательно, пограничный слой обладает избытком энергии — свободной *поверхностной энергией*. В результате притяжения поверхностного раздела фаз находящиеся вблизи неё молекулы адсорбата свободная поверхностная энергия уменьшается, т. е. процессы А. энергетически выгодны.

В зависимости от характера взаимодействия молекул адсорбата и адсорбента различают физическую и химическую А. обусловлена силами межмолекулярного взаимодействия и не сопровождается изменением электронной структуры молекул адсорбата. Физ. А. может быть как монослойной (с образованием *мономолекулярного слоя*), так и полимолекулярной (многослойной). При А. электродит из их растворов обычно возникает *двойной электрический слой*. Если жидкий адсорбат смачивает пористый адсорбент, то в порах последнего может происходить *капиллярная конденсация*. При физ. А. адсорбир. молекулы обычно обладают поверхностной подвижностью.

При хемосорбции между атомами (молекулами) адсорбента и адсорбата образуется хим. связь, т. о. хемосорбцию можно рассматривать как хим. реакцию, область протекания к-рой ограничена поверхностным слоем. В нек-рых случаях на одной поверхности могут протекать оба типа А. одновременно. В случае не слишком пористых адсорбентов физ. А. имеет место, как правило, при темп-рах ниже критич. темп-ры конденсации адсорбата, хемосорбция же чаще всего протекает при гораздо более высоких темп-рах. Однако в нек-рых системах физ. А. может протекать при темп-рах, значительно превышающих критич. темп-ру конденсации адсорбата. Как и любые хим. реакции, процессы хемосорбции носят специфичный характер (т. е. адсорбент хемосорбирует не любые молекулы, а лишь те, к-рые вступают в реакцию с атомами поверхности); в нек-рых случаях специфичность может проявляться и при физ. А.

Физ. характеристика А. Количеств. характеристика А. является величина Γ , представляющая собой избыток адсорбата, приходящийся на единицу площади поверхностного слоя, по сравнению с кол-вом адсорбата в единицу объёма фазы адсорбента. Отношение $\theta = \Gamma/\Gamma_{\infty}$ наз. степенью (или долей) покрытия поверхности (Γ_{∞} — предельно возможная величина монослойной А. для данной системы).

Процессы А. почти всегда сопровождаются выделением теплоты, наз. *теплотой А.*, к-рая возра-

стает с увеличением прочности связи адсорбат — адсорбент и составляет обычно 8—25 кДж/моль (иногда до 80 кДж/моль) для физ. А. и, как правило, превышает 80 кДж/моль при хемосорбции. Если хемосорбция сопровождается диссоциацией адсорбир. молекулы, может наблюдаться поглощение тепла. По мере заполнения поверхности телота А. обычно уменьшается в результате неоднородного распределения свободной энергии на поверхности или латерального взаимодействия молекул в адсорбир. слое. Для адсорбентов, обладающих нек. типами адсорбирующих центров (см. ниже), телота А. может быть различной для разных типов центров. Распределение свободной энергии на поверхности является дискретно-неоднородным. При переходе к полимолекулярной А. телота А. понижается до величин, близких к теплоте конденсации адсорбата. Если телота А. сравнима с поверхностной энергией адсорбента, то в процессе А. может существенно меняться кристаллич. структура поверхности твёрдого тела, причём при физ. А. перестройке подвергаются в осн. поверхности молекулярных кристаллов, а в случае хемосорбции изменение поверхностной структуры наблюдается даже для металлов и ионных кристаллов.

Обратный А. процесс, при к-ром адсорбир. частицы покидают поверхность адсорбента, наз. десорбцией. Десорбция происходит в результате колебл. движения адсорбир. молекул вдоль направления действия силы притяжения между адсорбентом и адсорбентом. Период таких колебаний τ_0 обычно составляет 10^{-13} с. Скорость А. и скорость десорбции могут быть рассчитаны методами статист. термодинамики. Скорость медленных процессов хемосорбции в большинстве случаев описывается ур-нем

$$dq/dt = a \exp(-\alpha q),$$

где q — кол-во адсорбир. вещества, a и α — константы, зависящие от темп-ры. При равенстве скоростей А. и десорбции устанавливается асдорб. равновесие. Ср. продолжительность времени, к-рой часть адсорбата находится в адсорбир. состоянии в равновесных условиях (время А.), $\tau = \tau_0 \exp(Q/RT)$, где Q — телота А., R — универсальная газовая постоянная, T — абс. темп-ра. Принято считать, что А. имеет место в том случае, когда τ достигает величин неск. периодов колебаний адсорбир. молекулы — время, за к-рое между ней и поверхностью успевает установиться энергетич. равновесие. Обычно время физ. А. составляет 10^{-12} — 10^{-6} с, а время хемосорбции — св. 10^2 с. Время А. служит критерием обратимости процесса А.

Теория А. Единая теория, к-рая описывала бы любые процессы А., пока не создана; существующие частные теоретич. разработки основываются на разл. моделях. Модель локальной (или центральной) А. предполагает наличие на поверхности адсорбента т. н. центров А., представляющих собой строго определёл. участки поверхности, на к-рых образуется сильная асдорб. связь, либо распределёные по поверхности двумерные ячейки со слабым асдорб. полем (полем сил межмолекулярного взаимодействия). В последнем случае предполагается наличие плотной упаковки молекул адсорбата на поверхности в пределах рассматриваемой ячейки. В основе модели двумерной А. фазы лежит положение о том, что адсорбир. монослой представляет собой неидеальный двумерный газ, однако полимолекулярное покрытие поверхности адсорбента в данной модели не рассматривается. И, наконец, и о т е н ц и а л ь н а я модель А. базируется на представлении о потенц. поле поверхности твёрдого тела, а к-ром адсорбир. газ сжат вблизи поверхности и разрежен в наружных слоях. Эти различные в своей основе модели могут приводить к математически идентичным выражениям, хорошо согласующимся с эксперим. данными. Полуэмпирич. теории, основанные

на рассмотренных моделях, не позволяют достаточно строго интерпретировать эксперим. данные, т. к. пока не удастся учитывать энергетич. неоднородность поверхности, связанную с разл. природой центров А. Осн. термодинамич. ур-нием, описывающим А., является ур-ние Гиббса:

$$\Gamma = - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \mu} \right)_T,$$

где σ — поверхностное натяжение на границе раздела, μ — химический потенциал адсорбата. Ур-ние Гиббса можно использовать в качестве исходного для вывода ур-ния А. при разл. условиях. К ним, в первую очередь, относятся ур-ния и зотермы А., представляющие собой зависимость кол-ва адсорб. вещества от давления p (или концентрации) адсорбата при пост. темп-ре.

Теория Ленгмюра позволяет вывести ур-ние одной из наиб. простых изотерм А., справедливое при строгой энергетич. однородности поверхности адсорбата, а также при отсутствии на поверхности латерального взаимодействия:

$$\theta = bp / (1 + bp),$$

где b — константа, зависящая от темп-ры и характера взаимодействия адсорбат — адсорбент. Типичный вид изотермы Ленгмюра представлен кривой I на рис. 1. При низких значениях p , когда $bp \ll 1$ и $\theta \approx bp$, изотерма Ленгмюра описывает А. в т. н. области Генри (см. Генри закон). На рис. 1 это

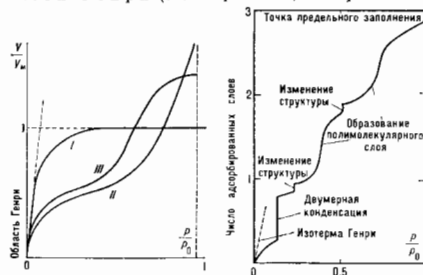


рис. 1. Наиболее часто встречающиеся изотермы адсорбции. Рис. 2. Обобщенная изотерма адсорбции (изотерма Холси).

отражено прямолинейностью нач. участка изотермы, совпадающего с прямой пунктирной линией. Теория Ленгмюра применима к описанию монослойной физ. А. и хемосорбции, но лишь для огранич. числа систем. Узкая область применимости теории Ленгмюра объясняется, по-видимому, энергетич. неоднородностью поверхности, а также латеральным взаимодействием. Последний фактор в наиб. простом приближении можно учесть путем введения в ур-ние Ленгмюра вместо константы b константу

$$b' = b \exp(Z\omega/RT),$$

где Z — координационное число центров А. на поверхности, ω — энергия латерального взаимодействия двух адсорб. молекул.

Модель Ленгмюра имеет достаточно общий характер и служит основой для построения более развитых теорий, особенно хорошо описывающих хемосорбцию. Так, если допустить, что распределение числа центров А. по энергии носит экспоненц. характер, можно получить ур-ние изотермы Фрейндлиха, в большей степени, чем ур-ние Ленгмюра, применимое для описания процессов не только хемосорбции, но и физ. А.: $\theta = kp^{-1/n}$, где $n > 1$ и k — постоянные. Использование

экспериментально полученной линейной зависимости теплоты А. от степени заполнения поверхности при ср. значениях последней приводит к изотерме Шлягера — Фрумкина для хемосорбции: $\theta = a \ln bp$ (a и b — константы).

Вид наиб. часто встречающихся эксперим. типов изотерм (кривые II и III на рис. 1) можно объяснить только на основе теории, учитывающей полимолекулярность физ. А. Из них наиб. часто применяемой является теория Брунауэра — Эмметта — Теллера (БЭТ), основанная на локализованной модели А. с центрами в виде двумерных ячеек и отсутствии латерального взаимодействия. Её гл. положения — непостоянство толщины адсорб. слоя на разных участках поверхности и равенство теплот А. теплоте конденсации адсорбата во всех слоях, начиная со второго. Ур-ние изотермы БЭТ имеет вид

$$\frac{p}{V(p_0 - p)} = \frac{1}{V_m C} + \frac{C-1}{V_m C} \cdot \frac{p}{p_0},$$

где p_0 — давление насыщенного пара адсорбата, V — объем адсорб. вещества, V_m — емкость монослоя, $C = \exp[(Q - Q_L)/RT]$, g — статистич. множитель (обычно $g \approx 1$), Q_L — теплота конденсации адсорбата. При малых относ. давлениях $p/p_0 \ll 1$ ур-ние БЭТ переходит в ур-ние Ленгмюра $V/V_m = \theta = bp / (1 + bp)$ (где $b = c/p_0$). Существуют модификации теории, применимые к пористым адсорбентам в области капиллярной конденсации (кривая III). Теория БЭТ не учитывает латерального взаимодействия, что является её существенным недостатком, наряду с предположением о равенстве теплоты А. теплоте конденсации уже во втором слое. На основе теории БЭТ получено большое число эмпирич. ур-ний, позволяющих описать вид изотерм в некоторых конкретных адсорб. системах, но не являющихся универсальными.

В потенц. теории А. (т. н. теория Поляни) полагают, что А. протекает под действием не зависящего от темп-ры потенциала $\epsilon(r)$, численно равного работе, совершаемой адсорб. силами при переносе молекулы адсорбата на газовую фазу в данную точку, находящуюся на расстоянии r от поверхности адсорбата; при этом свободная энергия адсорбата увеличивается за счёт сжатия последнего и $\epsilon(r) = \int_r^{\infty} V \Delta p dr$. На основании потенц. модели можно для каждой адсорб. системы построить характеристическую кривую $\epsilon = -\epsilon(V/V_m)$ [в полимолекулярной области $\epsilon = \epsilon(\theta)$] и характеристическая кривая может описывать энергетич. неоднородность поверхности; с её помощью можно рассчитывать изотермы А. при разл. темп-рах, а также по изотерме А. одного адсорбата рассчитать изотерму А. для другого.

В теории, основанной на модели двумерной фазы, вводит ур-ния состояния двумерного газа, аналогичные соответствующим ур-ниям состояния газа в трёхмерном пространстве, напр. ур-ние состояния типа ур-ния Менделеева — Клапейрона: $\eta S = nRT$, где η — давление в двумерном слое, S — площадь поверхности, занятой адсорбентом, n — число молей адсорб. вещества. На практике используют обычно одно из ур-ний состояния реального газа и с его помощью выводят ур-ния, описывающие изотермы, аналогичные изотерме I на рис. 1. Кроме того, теория А. на основе модели двумерной фазы находится в определ. соответствии с потенц. моделью, если ф-ция $\epsilon(r)$ имеет вид: прямоуг. — потенц. яма.

Планивая форма изотерм А., по-видимому, является следствием энергетич. неоднородности поверхности. В то же время адсорбаты и их комплексы с адсорбентами могут претерпевать на поверхности фазовые переходы, проявляющиеся лишь в условиях строгой энергетич. однородности поверхности в форме ступенек и изомов на эксперим. изотермах. Обобщенная (модельная) изотерма Холси (рис. 2) отражает разл.

типы фазовых переходов, соответствующих как субмолекулярной области, так и области полимолекулярной А. Возможность всех подобных типов переходов была подтверждена экспериментально.

Все нерешенные модели и теории относятся в первую очередь, к А. на твердых адсорбентах из газовой фазы, однако с небольшими изменениями они пригодны и для описания А. из растворов.

Особое место занимает А. растворенного вещества на границе раздела жидкость — воздух. Согласно уравнению Гиббса, величина А. таких веществ

$$\Gamma = - (a/RT) \frac{\partial \sigma}{\partial a},$$

где a — активность растворенного вещества. Соединения, для к-рых $\partial \sigma / \partial a < 0$, т. е. $\Gamma > 0$, наз. *поверхностно-активными веществами* (ПАВ); они характеризуются, как правило, полярностью более низкой, чем полярность растворителя. А. ПАВ носит обычно характер монослойной физ. А. и хорошо описывается теорией Ленгмюра.

Номиям изотерм А., на практике часто пользуются изотермами А., выходящими из зависимости между равновесным давлением и темп-рой А. для опреде- кол-ва адсорб. вещества. При помощи изотерм, полученных методом термодесорбции, осуществляют обычно вычисление теплот А., к-рые можно определять также методом калориметрии. Для изучения А. в настоящее время применяется также разнообразный арсенал совр. методов исследования вещества. Для определения кол-ва адсорб. вещества, числа адсорб. центров и величины адсорб. поверхности используют машинные методы анализа эксперим. изотерм, а также гравиметрич. и радиозотопный методы и высокотемпературную газовую хроматографию. Поверхности адсорбентов исследуют с помощью методов рентгеновского структурного анализа и электрографии, *осе-спектроископии, мессбауэровской спектроскопии, рентгеновской и рентгеноэлектронной спектроскопии, масс-спектроископии, а также электронной микроскопии, мюонного и позитронного методов.* Для изучения молекул в адсорб. состоянии используют флэш-десорбцию (см. *Десорбция*), все виды оптической и резонансной спектроскопии, дифракцию медленных электронов, магн. методы, методы электронного или ионного проецирования, а также всевозможные электр-хим. методы.

А. играет важную роль во мн. природных процессах, в первую очередь в обогащении почвы и образовании вторичных рудных месторождений. Извешение А. широко используется для разделения сложных газовых и жидких смесей (хроматография), а также смесей электролитов (ионообменная хроматография), в процессах крашения и иротравливания, флотации и стабилизации дисперсных систем. А. имеет важное значение в гетерогенно-катализ. хим. реакциях, во мн. биол. процессах — одним словом везде, где существ. роль играют поверхностные явления.

Лит.: Треннел В., Хемосорбция, пер. с англ., М., 1958; Грег С., Синг К., Адсорбция, удаленная поверхность, пористость, пер. с англ., 2 изд., М., 1984; Мефодозова Грания тиз — твердое тело, пер. с англ., М., 1970; Основные проблемы теории физической адсорбции, М., 1970; Адсорбция растворенных веществ, К., 1977; Адамсо А. А., Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1979; А. Х. Керослу, АЗИМУТАЛЬНОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО (орбитальное квантовое число) — см. в ст. *Квантовое число*.

АЗОТ (от греч. аз — приставка, здесь означающая отсутствие, и $\zeta\omicron\delta$ — жидкий; лат. Nitrogenium), N, — хим. элемент V группы периодич. системы элементов; ат. номер 7, ат. масса 14,0067. Природный А. состоит из двух стабильных изотопов: ^{14}N (99,634%) и ^{15}N (0,366%). Из искусств. изотопов наиб. период полураспада имеет β^+ -радиоактивный ^{13}N ($T_{1/2} = 9,96$ мин). Ковалентный радиус 0,070 нм, радиус иона 0,148 нм. Электронная конфигурация $1s^2 2s^2 p^3$. Энергия последо-

ват. ионизации соответственно равны 14,533; 29,601; 47,454; 77,45 и 97,89 эВ. Значение электроотрицательности 3,0.

В обычных условиях А. — двухатомный газ. Молекула N_2 диамагнитна. Площад, занимаемая ею при адсорбции на поверхности твердых тел, принята равной 0,162 нм². Энергия диссоциации молекулы N_2 велика и составляет при 0 К 941,6 ± 0,6 кДж/моль.

Молекулярный А. имеет $t_{пл} = -210,0^\circ\text{C}$, $t_{кип} = -195,8^\circ\text{C}$. Плотность при норм. условиях 1,2506 кг/м³, жидкого А. — 0,808 кг/дм³ (при $-195,8^\circ$). Известны две модификации твердого А.: кубич. α -модификация с плотн. 1,0265 кг/дм³ (при $-252,2^\circ\text{C}$), устойчивая ниже $-237,5^\circ\text{C}$, и гексагональная β -модификация с плотн. 0,8792 кг/дм³ (при -210°C), устойчивая выше $-237,5^\circ\text{C}$, $t_{криг} = -149,9^\circ\text{C}$, $p_{криг} = 3,39$ МПа, плотность в критич. состоянии 0,304 г/дм³. Тройная точка: $T = 63,136$ К, $p = 125$ нПа. Тендота плавления 25,5 кДж/кг (при -210°C), теплота испарения 199,3 кДж/кг (при $-195,55^\circ\text{C}$). Двизлектрич. проницаемость газа N_2 1,000538 (при 25°С и норм. давлении).

В соединениях А. проявляет степени окисления от -3 (в NH_3) до $+5$ (в N_2O_5); чаще всего 3-валентен за счет несвязанных электронов. Молекулярный А. химически мало активен и обычно в реакцию либо не вступает вообще, либо вступает при очень высоких темп-рах, давлении в присутствии катализаторов.

Важнейшие соединения А. — азотная к-та HNO_3 и её соли (нитраты), азотистая к-та HNO_2 и её соли (нитриты), аммиак NH_3 , соли аммония. А. входит в состав мн. органич. соединений (нитросоединения, амины, аминокислоты, белки и др.). А., его оксиды и нек-рые др. соединения применяются в качестве активных сред в лазерах, нитрид ниобия NbN — в сверхпроводящих болометрах. Радионуклид ^{15}N используют в качестве меченого атома в хим. и биохим. исследованиях.

С. С. Бернсов.

АККРЕЦИЯ (от лат. accretio — приращение, увеличение) — падение вещества на звезду (галактику или др. космич. тело) из окружающего пространства. Процессом, обратным А., является истечение вещества.

А. на одиночные звезды происходит в начале и конце их эволюции. В процессе формирования звезды сначала образуется небольшое гидростатически равновесное ядро с массой порядка 0,01 нач. массы облака M_n , затем А. вещества из окружающей оболочки приводит к образованию звезды с массой $M \ll M_n$. Стадия А. сменяется истечением, к-рое преобладает вплоть до конца жизни звезды и прерывается А. На конечных стадиях эволюции звезда превращается в белый карлик, нейтронную звезду либо черную дыру. А. на к-рые сопровождается разнообразными наблюд. явлениями.

В тесных двойных звездных системах, когда более массивная звезда переходит на стадию белого карлика, она начинает интенсивно терять массу и за неск. тысяч лет масса компаньона может вырасти в неск. раз. Такая А. обычно наз. перетеканием. В тесной двойной системе А., как правило, мощнее, чем в случае одиночных звезд.

В процессе А. происходит выделение гравитацион. энергии, к-рая иррадируется в тепло и в итоге уходит в виде излучения. Скорость и темп-ра падающего вещества возрастают. Картина А. вещества на звезду в значит. степени определяется скоростью движения звезды относительно окружающего газа, моментом кол-ва движения падающего газа и наличием в окружающем ионизованном газе упорядоченного магн. поля. Можно выделить 4 осн. типа А., определяемых этими факторами.

А. газа без упорядоченного магн. поля с малым моментом кол-ва движения на покоящуюся звезду происходит сферически-симметрично. Для нейтронного ур-ния состоянии $P = Kr^{\gamma}$ (P — давление, r —

плотность аккрецирующего вещества. K — константа, γ — показатель *политропы* ур-ния газодинамики в гравитационном потенциале звезды GM/r (r — расстояние от центра звезды) при стационарной А. складывается в закон сохранения массы $4\pi r^2 \dot{M} = \dot{M}$ (\dot{M} — поток массы, v — скорость) и *Вернади уравнение* $v^2/2 - [\gamma(\gamma-1)] \times \times P/\rho - GM/r = \text{const}$. Ур-ния, описывающие А. при $\gamma < 5/3$, имеют седловую особую точку, в к-рой дозу-

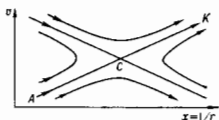


Рис. 1. Интегральные кривые в окрестности особой точки при сферически-симметричной аккреции.

кое течение переходит в сверхзвуковое. В этой точке имеет место соотношение $v_c^2 = \gamma P_c / \rho_c = GM/2r_c$; интегральные кривые в окрестности особой точки изображены на рис. 1. Аккреционный фронт АСК проходит через особую точку и скорость на ней монотонно растёт при движении газа к центру. Хотяч. мелко-масштабное магн. поле не нарушает сферич. симметрии, но может существенно увеличить эффективность выделения энергии за счёт перехода кинетич. энергии в магнитную, а затем в тепловую при аннигиляции магн. поля (см. *Нейтральный токочный слой*) и последующего синхротронного излучения. В случае А. с магн. полем на чёрную дыру *светимость* достигает $0,3 \dot{M} c^2$ (а без магн. поля $10^{-8} \dot{M} c^2$).

При быстром сверхзвуковом движении звезды сквозь вещество газ отбегает её и образует позади конич. ударную волну, внутри к-рой идёт А. (рис. 2).

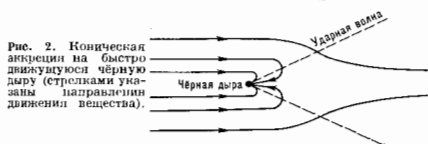
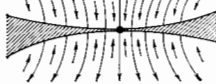


Рис. 2. Коническая аккреция на быстро движущуюся чёрную дыру (стрелками указаны направления движения вещества).

Когда масштаб неоднородности магн. поля значительно превышает критич. радиус r_{cr} , возникает картина А., изображённая на рис. 3. Вокруг звезды образуется зона, в к-рой устанавливается равномерное деление между магн. энергией и кинетич. энергией

Рис. 3. Магнитная аккреция на чёрную дыру (упорядоченное поле). Короткие стрелки — направление движения вещества, длинные — силовые линии магнитного поля.



падающего вещества. Из-за большой проводимости имеет место *вмороженность магнитного поля*. Вещество движется вдоль силовых линий, потоки вещества сталкиваются в плоскости симметрии и после высвечивания образуются сравнительно тонкий плотный диск, равновесие к-рого поддерживается балансом магн. и гравитацион. сил. В диске из-за конечной проводимости условие *вмороженности* не выполняется, и вещество медленно просачивается к звезде, пока не достигнет её поверхности либо (в случае А. на чёрную дыру) не упадёт в чёрную дыру.

В двойной системе вещество, падающее на белый карлик, нейтронную звезду или чёрную дыру от компаньона — нормальной звезды, может обладать большим моментом кол-ва движения. В процессе падения скорость вещества увеличивается, и центробежная сила начинает уравновешивать гравитацию. В резуль-

тате охлаждения вещество образует вращающийся тонкий аккреционный диск. Слой диска вращается с почти кеплеровской скоростью $v_{Kc} = \sqrt{GM/r}$. Трение между слоями приводит к потере момента кол-ва движения и медленному движению газа к центру

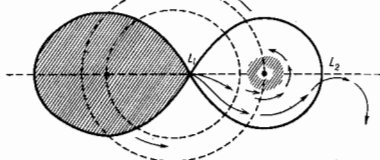


Рис. 4. Дисксная аккреция на чёрную дыру в двойной системе. Нормальная звезда заполняет свою критическую оболочку Роша. Вещество перетекает на чёрную дыру через внутреннюю точку Лагранжа L_1 и образует аккреционный диск (вид сверху). Стрелки указывают направление движения вещества.

(рис. 4). В последних двух случаях потеря энергии происходит в виде излучения с поверхности аккреционных дисков, к-рые являются оптически толстыми. Реальная картина А. может представлять собой сочетание разл. типов А. Напр., вещество с замороженным упорядоченным магн. полем может обладать большим вращат. моментом либо падать на движущуюся звезду.

При А. на чёрную дыру, не имеющую поверхности, область падения газа (или аккреционный диск) является единств. местом, где выделяется гравитацион. энергия, превращаясь в энергию излучения. При А. на белый карлик или нейтронную звезду половина (или больше) гравитацион. энергии выделяется у поверхности звезды. Если звезда не обладает магн. полем, то её поверхность нагревается либо из-за выделения энергии в ударной волне, возникающей при столкновении падающего потока с поверхностью, либо в тонком неограниченном слое между аккреционным диском и медленно вращающейся звездой. Более сложная картина А. возникает в случае, когда звезда обладает сильным магн. полем. Пусть звезда радиуса r_0 обладает дипольным магн. полем $H = H_0 \frac{r_0^3}{r^3}$, плотность энергии к-рого у поверхности значительно превышает плотность кинетич. энергии. Плотность магн. энергии $\mathcal{E}_m \sim H_0^2 (r_0/r)^6 / 8\pi$ вдали от звезды всегда мала, но с уменьшением радиуса растёт гораздо быстрее плотности кинетич. энергии $\mathcal{E}_k = \dot{M} (2GM)^{1/2} r^{-1/2} / 8\pi$. Когда \mathcal{E}_m станет порядка \mathcal{E}_k , магн. поле останавливает свободное падение. Радиус остановки наз. а *д* в *в* е н о с *к* м *р* а *д* и *у* с *о* м: $r_A = [H_0^2 r_0^3 M^{-1} (2GM)^{-1/2}]^{1/3}$. После достижения r_A вещество течёт вдоль силовых линий магн. поля и в районе магн. полюсов достигает поверхности звезды. Магн. полюса оказываются гораздо более горячими, чем остальные части поверхности звезды. Если излучение их окрестностей носит анизотропный характер и нейтронная звезда вращается вокруг оси, не совпадающей по направлению с магнитной, то возникает картина *рентгеновского пульсара*, наблюдаемая в двойных системах при наличии мощной А. Для того чтобы падающее вещество достигало магн. полюсов, необходимо его проникновение внутрь магнитосферы, к-рое происходит за счёт развития гидромагн. неустойчивостей типа неустойчивости Рэлея — Тейлора (см. *Неустойчивости плазмы*).

Поток излучения от аккрецирующего газа взаимодействует с потоком падающего вещества и замедляет его скорость. Когда радиат. сила F_r становится порядка силы притяжения F_g , происходит резкая перестройка аккреционного потока: скорость его падения замедляется, а плотность увеличивается. Светимость,

соответствующая равенству $F_{\mu} = F_{0\mu}$, яв. эддингтоновской светимостью $L_{\mu} = 4\pi cGM/\kappa \approx 1,3 \cdot 10^{38} (M/M_{\odot}) (0,4/\kappa)$ эрг/с, где κ — непрозрачность вещества ($\text{см}^2/\text{г}$). При больших плотностях окружающего газа возможна А. типа оседания с медленным дозвуковым движением газа к центру. Такой режим А. возможен на нейтронную звезду, находящуюся в центре нормальной (подобная ситуация может быть результатом эволюции тесной двойной системы).

Для чёрных дыр, не имеющих излучающей поверхности, излучение при А. является их осн. наблюдат. явлением. Огромный гравитат. потенциал на поверхности нейтронной звезды приводит к выделению энергии при А. на ней $\approx 0,2 Mc^2$ эрг/с. Нейтронные звёзды и, возможно, чёрные дыры в состоянии А. являются наиболее мощными рентг. источниками в Галактике со светимостью, достигающей $\sim 10^{38}$ эрг/с.

К важным следствиям приводит А. на белые карлики. В результате А. хим. состав поверхностных слоёв может существенно отличаться от хим. состава внутренних областей. Водородно-гелиевый слой на поверхности белого карлика с ростом массы слоя становится неустойчивым относительно ядерного горения. Происходит тепловая вспышка, приводящая к новлению новой звезды. Аналогичные термоядерные взрывы в слое у поверхности нейтронной звезды могут объяснить существование вспыхивающих рентг. источников.

Мощное нетепловое излучение и выбросы из активных ядер галактик и квазаров могут быть объяснены в рамках модели дисковой А. вещества (с упорядоченным магн. полем и большим вращат. моментом) на сверхмассивную ($M \approx 10^7 - 10^8 M_{\odot}$) чёрную дыру.

Гигантские масштабы может иметь А. в скоплениях галактик. Находящийся там горячий газ ($\rho \approx 10^{-27}$ г/см³, $T \approx 10^8$ К) охлаждается и может падать к центру, где обычно располагается наиб. массивная галактика скопления. Такой охлаждающийся аккреционный поток может приводить к активности ядра центральной галактики, а также объяснить наблюдаемое распределение газа в скоплениях галактик.

Лит.: 3 в л. в. в ч. Я. Б., 2 в. и в. в. И. Д., Теория тяготения и эволюция звезда, М., 1971.

Г. С. Бисноватый-Коган.

АКСИАЛЬНОГО ТОКА ЧАСТИЧНОЕ СОХРАНЕНИЕ в слабом взаимодействии — гипотеза о том, что константа аксиального слабого взаимодействия без изменения странности мало меняется (слабо перенормируется) сильным взаимодействием. Напр., для β -распада изменение составляет ок. 20%. Это обстоятельство связано с аномально малой массой π -мезона (m_{π}) по сравнению с массами других адронов.

В гипотезе, в пределе $m_{\pi} \rightarrow 0$ сохранение аксиального тока становится точным и реализуется киральной симметрией, а нивон возникает как *голдстоуновский бозон* при спонтанном нарушении киральной симметрии.

Математически А. т. ч. с. выражается в соотношении между дивергенцией извекторного аксиального тока $A_{\mu}^{\alpha}(x)$ и полем π -мезона $\pi^{\alpha}(x)$:

$$\frac{\partial}{\partial x_{\mu}} A_{\mu}^{\alpha}(x) = m_{\pi}^2 F_{\pi}^{\alpha}(x) \quad (1)$$

(в единицах $\hbar = c = 1$), где $x = (x_0, x)$ — пространственно-временная точка, $\mu = 0, 1, 2, 3$ — лоренцов индекс (по μ предполагается суммирование), $\alpha = 1, 2, 3$ — изотопич. индекс, F_{π}^{α} — константа $\pi \rightarrow \nu_{\mu} \nu_{\mu}$ распада ($F_{\pi}^{\alpha} \approx 93$ МэВ). Гипотеза А. т. ч. с. восходит к работам Й. Намбу (Y. Nambu), а также М. Гелл-Манна (M. Gell-Mann) и М. Левин (M. Levy) в 1960.

Следствия из (1) проверены в ряде процессов с участием π -мезонов низких энергий. Предсказания носят приближённый характер, поскольку при их выводе пренебрегают полной энергией π -мезона (включая его массу). Наиб. известным результатом является *Голдбергера — Тримена соотношение*. Другие известные

следствия (1) и *алгебры токов* — вычисление длин распада мезонов на разл. адронах, соотношения между матричными элементами слабых распадов К-мезонов и т. п.

Согласно совр. представлениям, аксиальный ток строится из полевых операторов кварков, поскольку поле π -мезона нельзя рассматривать как фундаментальное. При этом дивергенция аксиального тока пропорциональна псевдоскалярной плотности кварковых полей:

$$\frac{\partial}{\partial x_{\mu}} A_{\mu}^{\alpha}(x) = (m_u + m_d) \bar{q}(x) \frac{\tau^{\alpha}}{2} \gamma^5 q(x), \quad (2)$$

где $q(x)$ — дублет полей u - и d -кварков, m_u, m_d — их токовые массы (см. *Кварки*), τ^{α} — Паули матрицы в пространстве изотопич. спина. Это соотношение используется для оценки токовых масс кварков.

В пределе нулевых масс u - и d -кварков дивергенция аксиального тока равна нулю и соответствующий аксиальный заряд $(\int d^3x A_0^{\alpha}(x))$ строго сохранится.

На первый взгляд в этом случае следует ожидать вырождения по чётности, поскольку аксиальный заряд, действуя на нек-рый вектор состояния, переводит его в др. вектор состояния с той же энергией, но с противоположной чётностью. Такое вырождение, однако, экспериментально не наблюдается. Др. возможность реализации симметрии состоит в том, что аксиальный заряд может переводить нуклон не в резонанс с противоположной чётностью, а в состояние нуклона плюс покоящийся безмассовый псевдоскалярный частица. Хотя безмассовый псевдоскалярный частицы в природе нет, её роль играет π -мезон, масса к-рого мала по сравнению с массой нуклона [как видно из ф-лы (1), правильно говорить о малости $m_{\pi}^2, m_{\pi}^2/m_N^2 \approx 1/50$]. Естественно поэтому допустить, что в пределе $m_{\pi}, a \rightarrow 0$, π -мезон становится безмассовым, и приближение строго сохраняющегося аксиального заряда может быть разумным. Соотношения симметрии при этом сводится к предсказаниям связей между амплитудами процессов с разным числом π -мезонов с нулевой полной энергией. Если же учесть, что величина m_{π} конечна, хотя и мала, можно убедиться, что кинематич. эффекты (связанные с изменением нолония π -мезонного полюса в разл. амплитудах) приводит к правой части соотношения (1).

Обобщение А. т. ч. с. на аксиальные токи с изменением странности требует учета эффектов нарушения унитарной симметрии из-за большой величины массы странного кварка (т. е. достаточно большой массы К-мезона).

Лит.: В. А. И. в. в. А. И., Захаров В. И., Частичное сохранение аксиального тока и процессы с «мягкими» π -мезонами, *УФН*, 1970, т. 100, в. 2.

АКСИАЛЬНЫЙ ВЕКТОР (от лат. axis — ось) (псевдо-вектор) — величина, преобразующаяся как обычный (полярный) вектор при вращениях в евклидовом или псевдоевклидовом пространстве и (в отличие от обычного вектора) не меняющая знака при отражении координатных осей. Простейший пример А. в. в трёхмерном пространстве — векторное произведение обычных векторов (напр., вектор момента импульса $M = r \times p$, напряжённость магн. поля $H = rot A$, где вектор-потенциал A — обычный вектор). Четырёхмерным А. в. является, напр., аксиальный ток.

В. П. Полюс.
АКСИАЛЬНЫЙ ТОК (аксиально-векторный ток) — k в n -в. т. о. р. и n о л. а — операторное выражение, описывающее превращение одной частицы в другую и преобразующееся как четырёхмерный вектор при Лоренца преобразованиях и как псевдовектор (аксиальный вектор) при пространств. отражениях. А. т. является одним из осн. понятий в теории слабого взаимодействия, а также при описании киральной симметрии сильного взаимодействия. Пример А. т. — выражение $\bar{\psi}(x)\gamma^{\mu}\gamma^5\psi(x)$, где $\psi(x)$ — спинорное Ди-

рака поле в точке пространства-времени x , $\psi(x) = \psi^+ + \psi^0$ — его дираковское сопряжение ($+$ означает эрмитово сопряжение), ψ^μ ($\mu=0, 1, 2, 3$), ψ^0 — Дирака матрица.

Если полей несколько, то можно составлять разл. комбинации аналогичного типа и А. т. классифицировать по представлениям группы *внутренней симметрии*, напр. изотопической. Так, триплет А. т. *u*, *d*-кварков в терминах четырёхкомпонентных спиноров ψ имеет вид

$$A_{\mu}^{\alpha}(z) = q(z) \psi^{\mu} \psi^{\alpha} \frac{1}{2} \tau^{\alpha} q(z), \quad (*)$$

где $q(z)$ — дублет кварковых полей, τ^{α} — Паули матрицы, действующие в пространстве изотопии. слага (а=1, 2, 3 — изотопия, индекс).

А. т. A_{μ}^{α} удовлетворяет условию частичного сохранения *Аксиомального тока частичное сохранение*. В амплитуды слабых процессов матричный элемент А. т. входит, как правило, в сумме с матричным элементом *векторного тока*.

А. т. называют иногда не выражение (ψ), а матричный элемент тока для к.-л. перехода (*). Все его матричные элементы переходов $p \rightarrow n$, к-рые исторически впервые рассматривались при феноменологич. описании β -распада).

Лит.: Окуни В. Б., Лептов и кварки, М., 1981, гл. 2, 4. В. И. Зайков.

АКСИОМАТИЧЕСКАЯ КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ (АКТП) — квантовая теория поля (КТП), построенная по образцу аксиоматич. теории, т. е. таким образом, чтобы все её результаты выступали как строгие следствия одной системы фундам. физ. предположений — аксиом.

Возможность представления КТП в такой форме требует определ. условий. В отличие от аксиоматич. теорий в математике, физ. теория не может сразу строиться в виде аксиоматич. формализма. Если в математике система объектов и система аксиом для них прямо берутся в качестве исходных данных теории, то в физике исходят из определ. запаса эксперим. фактов и нек-рой совокупности закономерностей, подмеченных в этих фактах. Незаменимым образом разл. участки изучаемой области явлений (релятивистских явлений в микромире в случае КТП) сначала описываются разл. теоретич. схемами, к-рые часто не вполне согласуются между собой и, кроме того, как правило, являются лишь приближёнными, а не точными. На таком этапе физ. теория ещё не подготовлена к представлению в строгой аксиоматич. форме. Лишь когда надёжно установлены главные закономерности, управляющие данной областью явлений, выяснена степень их общности и точные закономерности отделены от приближённых, становится целесообразным выразить их в виде системы фундам. аксиом и представить осн. результаты теории как строгие следствия из этой системы аксиом. Т. о., если в математике мы аксиоматизируем, чтобыzonить, то в физике нам нужно сначала понять, чтобы аксиоматизировать (*). (Ю. Вигнер).

Оти особенности аксиоматич. метода в физике отразились и в формировании АКТП. Оно происходило в сер. 1950-х гг., когда после создания теории *переходных возмущений* ввелица на последовательность квантовополового описания хотя бы на уровне теории возмущений, и шло одноврем. в неск. направлениях. В каждом из них построение аксиоматич. схемы включало в себя те же осн. этапы. Сначала выбираются исходные физ. объекты, в терминах к-рых и идёт дальнейшее развитие теории. Затем находится (а иногда и строится заново) матем. аппарат, пригодный для описания объектов. Последние два этапа — формулировка системы аксиом и вывод следствий из них.

Физ. содержание, вносимое в теорию её аксиомами, практически одинаково для всех направлений АКТП.

По существу системы аксиом — это одни и те же строго сформулир. предположения, из к-рых исходит традиционная КТП. Прежде всего сюда входит аксиома релятивистской инвариантности: в соответствии с принципом относительности Эйнштейна, все физ. законы не должны зависеть от выбора начала отсчёта, направления осей координат и времени и от равномерного прямолинейного (последовательного) движения системы отсчёта. Аксиома локальности (принципности) требует, чтобы к.-л. событие, происшедшее в физ. системе, могло повлиять на поведение системы лишь в моменты времени, следующие за этим событием. Наконец, аксиома спектральности утверждает, что энергии всех допустимых состояний физ. систем (её спектр энергий) должны быть положительны. Эта аксиома отражает фундам. факт положительности масс частиц, подтверждаемый всей физ. практикой. В конкретных вариантах к этим фундаментальным принципам добавлял также в качестве аксиом дополнительные требования, прежде всего положительность нормы вектора, представляющих физические состояния. Отличия между разными вариантами АКТП определяются выбором исходных физических величин. Возможности этого выбора весьма разнообразны, однако можно выделить три основных варианта, к к-рым сводятся все остальные.

В аксиоматич. подходе Боголюбова (предложен в 1955 Н. Н. Боголюбовым) в качестве осн. физ. объекта выбрана *матрица рассеяния*, состоящая из набора величин (амплитуд процессов), определяющих вероятности всех возможных переходов системы из состояний до начала взаимодействия в состоянии после его окончания (такие состояния наз. асимптотическими).

В аксиоматич. подходе Уайтмена [предложен в 1956 А. С. Уайтменом (A. S. Wightman)] исходным физ. объектом служит взаимодействующее квантовое поле (поле, описываемое взаимодействием). В принципе это — наблюдаемая величина, являющаяся обобщением разнотип. ещё при зарождении КТП концепции квантового поля свободных частиц.

В алгебраич. подходе [развит в 1957—64 Р. Хаагом (R. Haag), Х. Араки (H. Araki), Д. Кастлером (D. Kastler)] фундам. объектом является совокупность всех наблюдаемых — набор всех физ. величин, к-рые могут быть непосредственно измерены в эксперименте (или последовательности экспериментов). Алгебраич. подход — наиболее широкий и общий из всех направлений АКТП, поскольку в нём не налагается никаких ограничений на то, какими физ. характеристиками может обладать описываемая система (тем самым в форме теории локальных наблюдаемых может быть представлена, вообще говоря, любая физ. теория, как квантовая, так и классическая). Аксиомы Хаага — Араки формулируются для совокупности локальных наблюдаемых, к-рые можно определить с помощью измерений в фиксир. огранич. области пространства-времени. Для элементов такой совокупности можно ввести алгебраич. операции сложения, умножения и умножения на число, в связи с чем её называют алгеброй локальных наблюдаемых или локальной алгеброй (данной области пространства-времени). Концепция локальных наблюдаемых и правила действий с ними фактически обобщают формализм операторов обычной квантовой механики и вполне естественны для квантовой физики. Алгебраич. подход эффективен при изучении наб. общ. свойств КТП. Так, в его рамках дано простое и компактное описание свойств причинности в релятивистской квантовой теории, найдены строгие критерии эквивалентности физ. теорий и выяснено, при каких допущениях условия теории локальных наблюдаемых включают в себя квантовые поля.

Все перечисленные подходы приспособлены в первую очередь для описания квантовых систем, не включающих частей нулевой массы. Сюда относится, прежде всего, теория сильного взаимодействия в её традиционной форме. Реалистич. теории с безмассовыми частицами (и наиболее важная из них — квантовая электродинамика), как правило, принадлежат к разряду теорий калибровочных полей. Для таких теорий строго доказаны теоремы запрета, согласно к-рым принципы локальности и релятивистской инвариантности несовместимы с постулатом положительности нормы в пространстве физ. состояний. Поэтому здесь возникает необходимость существ. модификации схемы АКТП. Понятия построения подобной модификации связываются с использованием пространства состояний, допускающих отрицат. норму для векторов состояний (пространства с *инdefинитной метрикой*).

Подход Уайтмена — наиболее разработанное и изученное из направлений АКТП, давшее самый большой вклад в её развитие. Именно на его основе полностью выяснено, каким матем. аппаратом следует пользоваться для описания релятивистской квантовой системы с помощью взаимодействующего квантового поля. Этот аппарат позволил строго вывести из аксиом АКТП петриальные физ. следствия. Первым из них явилось обобщение *теоремы СРТ*, полученное Р. Йостом (R. Jost). *СРТ-теорема* Йоста раскрывает глубокую связь причинных свойств теории со свойствами симметрии пространства-времени и допускает непосредств. проверку на опыте. Следующее крупное достижение подхода Уайтмена — построение теории рассеяния Хаага — Рюэля (Haag, D. Ruelle), (1958—62), установившей, что в схеме Уайтмена, исходящей из понятия поля, а не частицы, асимптотич. состояния поля обладают свойствами частиц. Тем самым была успешно решена проблема корпускулярной интерпретации полевой теории, т. е. доказано, что теория поля одноврем. способна служить и теорией частиц.

Аксиоматич. подход Боголюбова, верный по времени появления, оказал наиб. влияние на развитие КТП и вообще теории элементарных частиц (в частности, тем, что выработал понятие об амплитуде процесса в его разл. каналах как о единой *аналитической функции* своих переменных). Хотя в систему его аксиом входит дополнит. предположение (по-видимому, вытекающее из осн. аксиом), оправданное таких допущений служит то, что с их помощью существенно сокращается нуть к результатам, к-рые могут быть непосредственно проверены на опыте. Результаты такого рода в АКТП немногочисленны, но обладают особой ценностью, поскольку могут служить критериями справедливости оснв КТП. Значительная их часть получена в рамках аксиоматики Боголюбова. Пришло время к ним относится доказательство дисперсионных соотношений в КТП (Боголюбов, 1956; см. *Дисперсионных соотношений метод*). Использование дисперсионных соотношений привело в широкий ряд методов изучения взаимодействия элементарных частиц, являющийся одним из оснвных рабочих средств КТП. Др. принцип. результат — доказательство аналитичности амплитуды рассеяния в нек-ром заданном комплексной плоскости угла рассеяния [X. Леман (H. Lehmann), 1958; А. Мартен (A. Martin), 1966]. Далее, для произвольных стабильных масс доказана аналитичность амплитуды (при фиксир. передаче импульса) вне окрестности начала координат разрезанной комплексной плоскости инвариантной энергии [Ж. Брос (J. Bros), В. Глазер (V. Glaser), А. Зинштейн (H. Epstein), 1965]. Последние результаты приводят к многочисленным, непосредственно проверяемым следствиям АКТП: *Померанчука теореме*, ограничением на рост амплитуды угругого рассеяния (А. Мартен и др., 1963—66; А. А. Логунов и др., 1963) и *множественных процессов* и характера характеристик *инклюзивных процессов* (А. А. Логунов и др., 1967—74).

На рубеже 60—70-х гг. принципиальные проблемы этой традиционной АКТП были в осн. решены. Однако в то же время наместились новые проблемы для КТП в целом, связанные с обнаружением новых особенностей процессов взаимодействия элементарных частиц. Безусловно, если не гл. роль в них играют структуры, недостаточно учитываемые или совсем не учитываемые традиционной КТП: *супертеорема праруша* разл. типов, *калибровочные поля*, фазовые переходы и *топологические заряды*. Аксиоматич. подход пока не занимает в их изучении видного места. Но и на этом новом этапе КТП фундам. аксиомы, лежащие в основе прежней КТП, и её результаты сохраняют силу и ценность для совр. исследований. Новая АКТП должна быть не отменой, а обогащением прежней, включив в себя положения, которые отражают специфику новой структуры (что, возможно, потребует и перехода на новый матем. язык). К этому направлению относятся некие результаты *конструктивной квантовой теории поля*, поиски строгого аппарата для теории калибровочных полей, алгебраич. теория правил супертеорема (см. *Алгебраический подход*). Наиб. актуальная задача в данный период — создание аксиоматич. формулировки калибровочной КТП.

Лит.: Йост Р., *Общая теория квантовых полей*, пер. с англ., М., 1967; Боголюбов А. И. Н., Логунов А. А. и Оgieвский И. Т., *Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля*, М., 1968; *Общие принципы квантовой теории поля и их следствия*, М., 1977.

В. П. Павлов, С. С. Хоружий.

АКСИОН (символ a) — гипотетич. нейтральная псевдоскалярная частица, введённая для сохранения *СР*-инвариантности *квантовой хромодинамики* (КХД). А должен распадаться на 2 фотона. Лагранжиан КХД может содержать т. и. θ -член, не нарушающий перенормируемости теории:

$$\Delta \mathcal{L} = \frac{\theta}{8\pi} \text{tr} \text{c} \text{F} \wedge \text{F}$$

где $\text{c} \wedge \text{F}$ — напряжённость глюонного поля, θ — безразмерная константа, $\text{tr} \text{c} \wedge \text{F}$ — абсолютно антисимметрич. тензор. Такой член нарушает *СР*-инвариантность КХД. Её восстановление является одной из важных проблем теории. В 1977 г. Д. Печчен (R. D. Peccei) и Х. Р. Куинн (H. R. Quinn) заметили, что если лагранжиан класич. хромодинамики обладает дополнит. *U(1)*-симметрией [по имени авторов она наз. симметрией *U(1)_{PCAC}*], соответствующей киральным преобразованиям (см. *Киральная симметрия*) кварковых полей, то в эффективном квантовом лагранжиано (см. *Лагранжиан эффективный*) из-за аномалии в дивергенции аксиального тока возникает дополнит. член. Он имеет ту же структуру, что и θ -член, но коэф. при нём произволен и пропорционален углу поворота кварковых полей. В результате теории с разл. значениями θ становятся эквивалентными теории с $\theta = 0$, и нарушение *СР*-инвариантности оказывается ненаблюдаемым. В 1978 С. Вайнберг и Ф. Вильчек показали, что *спонтанное нарушение симметрии U(1)_{PCAC}* вакуумными средними *V* Хиггса полей приводит к появлению лёгкого псевдоскалярного *голдстоуновского бозона*, получившего назв. «а» (на-зад связи с аксиальным током). Если бы симметрия *U(1)_{PCAC}* не нарушалась явно аномалией в аксиальном токе, то а. был бы безмассовым. В действительности масса А. пропорциональна $1/V$ и изменяется в широких пределах в зависимости от вида взаимодействий полей Хиггса. В простейшем, стандартном, варианте теории $V \sim 100 \text{ ГэВ}$, и возникает А. с массой $\sim 100 \text{ кэВ}$. Однако существование такого А. противоречит эксперим. данным [в частности, не обнаружено фотонов от распадков ψ - и Γ -частиц, $\psi(\Gamma) \rightarrow \gamma + a$]. В теориях *великого объединения* взаимодействия имеются хитросовские поля с большими значениями V , и в этих теориях возможно существование «призрачного» А., к-рый имеет очень малую массу и очень слабо взаимо-

дованиях, а также в археологии и криминалистике. А. а. успешно используется также при поиске полезных ископаемых, для контроля технол. процессов и качества выпускаемой продукции.

Лит.: Кузнецов Р. А., Активный анализ, 2 изд., М., 1974; Трусов В. П., Оловякова Г. В., Чувствительность активного анализа, М., 1976; Ваганов П. А., Нейтронно-активационное исследование геохимических ассоциаций редких элементов, М., 1981.

Е. С. Зямыкина.

АКТИВНАЯ АНТЕННА — антенна, содержащая в своей структуре активные устройства, в частности усилители мощности (передающая А. а.) или малошумящие усилители (приёмная А. а.). Чаще всего А. а. является *антенная решётка*. Использование активных устройств в передающей А. а. позволяет компенсировать потери в трактах и обеспечивать оптим. распределение амплитуд и фаз токов по излучающей апертуре. Напр., если усилители мощности, подключённые непосредственно к излучателям А. а., работают в режиме насыщения, то независимо от используемой системы возбуждения можно поддерживать постоянным распределение амплитуд токов в излучателях, что обеспечивает макс. коэф. направленного действия и повышает стабильность работы антенны. Приёмная А. а. со встроенными малошумящими усилителями имеет существенно большее отношение сигнал/шум на входе приёмника по сравнению с аналогичной пассивной антенной. Регулируя усиление активных устройств, можно эффективно осуществлять управление диаграммой направленности, независимо регулируя амплитуды и фазы токов в элементах решётки (напр., в *абсолютных антеннах*). Амплитудно-фазовое управление диаграммой направленности можно реализовать в приёмных А. а. с преобразованием радиосигналов (напр., аналого-цифровым) соответствующим выбором амплитуд и фаз весовых коэф. при обработке. Недостатки А. а.: активные элементы выделяют тепло, разброс их характеристик приводит к доп. искажениям поля.

Лит.: Антенны и устройства СВЧ, М., 1981; Гостюхин В. Л., Григорьев К. И., Трусов В. П., Вопросы проектирования активных ФАР с использованием ЗИМ, М., 1983.

А. А. Лежанский.

АКТИВНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — один из методов *нелинейной спектроскопии*, исследующий поглощения или рассеяние пучка света в среде, в к-рой предварительно (с помощью допл. лазерного излучения) определ. частот) селективно возбуждены и (или) сфазированы изучаемые оптич. моды. Такое активное лазерное «притовление» среды (накачка) меняет картину взаимодействия зондирующего (пробного) излучения со средой.

А. л. с. основана на эффекте нелинейного взаимодействия интенсивного лазерного излучения и оптич. среды. Мощное излучение накачки нарушает термодинамич. равновесие в среде, наводит корреляции между образующимися её частями, возбуждает опрел. внутр. движения в вих и т. п., а более слабое зондирующее излучение выявляет наведённые возмущения и кинетика их затухания.

Методы А. л. с. отличаются типом исследуемого резонанса, характером оптич. отклика среды, а также способом зондирования и измеряемым параметром (интенсивность, фаза, поляризация). А. л. с. поглощения исследует оптич. резонанс среды, проявляющийся в одно- или многофотонном поглощении света; А. л. с. рассеяния — резонанс, проявляющийся в рассеянии света (комбинационном, рэлеевском, Мандельштама — Бриллюэна, гиперкомбинационном, гиперрэлеевском и т. п.). Оптич. отклик среды на воздействие волн накачки и зондирующего излучения может быть когерентным (связанным с наведённой нелинейной оптич. поляризацией среды) или некогерентным (связанным с оптич.селективно-индуцированным возмущением рассеивающей урвней энергии), соответственно различают когерентную и некогерентную А. л. с.

А. л. с. наз. стационарной или нестационарной в зависимости от того, исследуется установившийся (стационарный) или неуставившийся (переходный, нестационарный) оптич. отклик среды. В последнем случае для возбуждения и зондирования среды используются короткие лазерные импульсы, длительность к-рых меньше характерных времён установления и релаксации исследуемых возбуждённых состояний среды.

С помощью зондирующего излучения можно изучать модуляцию оптич. характеристик среды (модулир. вариант А. л. с.), вызываемую излучением накачки; кроме того, благодаря возмущению среды накачкой могут выявляться новые спектральные или пространств.

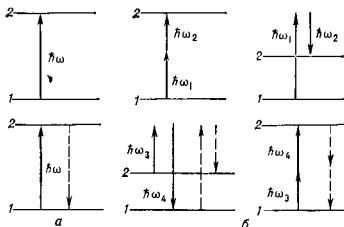


Схема возбуждения (вверху) и зондирования (внизу) в активной лазерной спектроскопии на примере двухуровневой системы: а — одnofотонное возбуждение (возбуждение за счёт одnofотонного поглощения) и одnofотонное зондирование с помощью регистрации квантитет и поглощения или усиления (пунтир); б — возбуждение с помощью двухфотонного поглощения и комбинационного рассеяния света (КРС); зондирование осуществляется за счёт антистоксова или стоксова (пунтир) КРС, а также двухфотонного поглощения или усиления (пунтир).

компоненты зондирующего излучения, на их исследовании основан генерат. вариант А. л. с. Разл. способы возбуждения и зондирования, применяемые в А. л. с., приведены на рис. на примере двухуровневой системы.

В случае стационарной когерентной А. л. с. изотропной оптич. поляризации Р среды может быть описана кубичным по амплитудам световых полей членом разложения:

$$P^{(3)}(\omega_1) = \sum_{j, k, l=1}^3 D_{ijkl}^{(3)}(\omega_1; \omega_1, \omega_2, \omega_3) \times E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3). \quad (1)$$

Здесь $\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_1; \omega_1, \omega_2, \omega_3)$ — компоненты тензора нелинейной оптич. восприимчивости (см. *Поляризуемость*) 3-го порядка (i, j, k, l — индексы декартовых координат); частота исследуемого сигнала ω_1 является алгебр. суммой частот, вводимых в среду полей $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ (т. е. $\omega_1 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$), некоторые из к-рых могут оказаться отрицательными. D — численный коэф., учитывающий возможное вырождение среды частот $\omega_1, \dots, \omega_4$. Одно или неск. полей $E_i(\omega_2)$ ($\alpha = 1, 2, 3$), вводимых в среду, могут быть сильными (накачка), остальные — слабыми. При приближении одной из частот $\omega_1, \dots, \omega_4$ либо одной из их линейных комбинаций ($|\omega_1 \pm \omega_2|, |\omega_2 \pm \omega_3|$ и т. л.) к частоте разрешённого квантового перехода в исследуемой среде компоненты нелинейной восприимчивости $\chi_{ijkl}^{(3)}$ испытывают дисперсию. Соответственно, испытывают дисперсию и параметры эл.-магн. волны, источником для к-рой служит нелинейная поляризация (1). Стационарная когерентная А. л. с. с использованием лазерного излучения относительно левской оптич. интенсивности (для к-рого в разложении поляризации существуют

только первый нелинейный член) тождественна чёткой фотонной нелинейной спектроскопии.

Для примера рассмотрим стационарную когерентную спектроскопию двухфотонного поглощения (ДФП) света. В генерц. варианте эта схема формально описывается восприимчивостью $\chi_{ijkl}^{(2)}(\omega_1; \omega_1, \omega_2 - \omega_2)$, где две частоты $\omega_1, \omega_2 > 0$, ω_1 и ω_2 (частоты волны накачки) подбираются так, что суммарная частота сканирует область vicinity частоты Ω перехода, разрешённого в ДФП, т. е. $\omega_1 + \omega_2 \approx \Omega$; ω_2 — частота пробной волны. Как правило, для реализации генерц. схем когерентной А. л. с. необходимо выполнение условий фазового синхронизма (в данном случае $k_1 = -k_1 - k_2 - k_3$, где k_1, \dots, k_4 — волновые векторы плоских волн с частотами $\omega_1, \dots, \omega_4$ соответственно).

Модуль, вариант когерентной спектроскопии ДФП описывается восприимчивостью $\chi_{ijkl}^{(2)}(\omega_1; \omega_1, \omega_2, -\omega_2)$ при $\omega_1 + \omega_2 \approx \Omega$ (ω_2 — частота волны накачки, ω_1 — зондирующей волны). При накачке диэлектрич. прозрачностью среды на частоте зондирующей волны ω_1 равна

$$\epsilon_{ij}(\omega_1) = \epsilon_{ij}^{(0)}(\omega_1) + 24\lambda \sum \chi_{ijkl}^{(2)}(\omega_2; \omega_1, \omega_2, -\omega_2) \times E_k(\omega_2) E_l^*(\omega_2) \quad (2)$$

($\epsilon_{ij}^{(0)}$ — диэлектрич. прозрачность среды в отсутствие накачки). При $\omega_1 + \omega_2 \approx \Omega$ восприимчивость $\chi_{ijkl}^{(2)}$ имеет мнимую часть; поэтому при $E_k(\omega_2) \neq 0$ наблюдается добавка к мнимой части ϵ_{ij} диэлектрич. прозрачности $\epsilon_{ij}(\omega_1)$, а следовательно, и дополнит. поглощение на частоте ω_1 , индуцированное полем накачки на частоте ω_2 ; это поглощение добавляется к обычному линейному поглощению на частоте ω_1 . Вещественная составляющая $\chi_{ijkl}^{(2)}$ даёт добавку ко показателю преломления среды на частоте зондирующего излучения.

Для реализации модульц. схем когерентной А. л. с. не требуется применять спец. мер для выполнения условий синхронизма: здесь они выполняются автоматически. Для описанной выше схемы когерентной спектроскопии ДФП $k_1 = k_2 - k_3$.

Одним из методов А. л. с. является когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния света. С помощью А. л. с. удаётся решать задачи, недоступные др. методам спектроскопии поглощения или рассеяния света, значительно увеличить информативность оптич. спектроскопии, повысить отношение сигнал/шум на выходе традиц. спектрометров, улучшить их спектральное, пространственное и временное разрешение.

Лит.: Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1978; Хэммонс С. А., Борштейн Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С. Пайперо, пер. с англ., М., 1981; Льюис Г. и др., Квантовая физика. Вибрационная динамика жидкостей и твёрдых тел, исследованная с помощью коротких световых импульсов, *Rev. Mod. Phys.*, 1978, т. 50, № 3, с. 697. См. также лит. при ст. Когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния света, *И. И. Корнеев*.

АКТИВНАЯ СРЕДА — вещество, в к-ром создана *инверсия населённости* энергетич. уровней квантовой системы. А. с. усиливает проходящее через неё резонансное эл.-магн. излучение при условии, если коэф. квантового усиления превышает коэф. «потери» энергии в А. с. (см. *Квантовая электроника*). Применение доплит. обратной связи позволяет использовать А. с. для создания генератора когерентного эл.-магн. излучения.

При этом необходимо избирать, возбуждение (или создание каналов ускоренной релаксации) атомов или молекул, обеспечивающее избыточное заселение одного или неск. верхних уровней энергии по сравнению с нижележащим уровнем. Одним из наиб. эфф. методов возбуждения является т. в. метод оптич. накачки. Он особенно эффективен для возбуждения сред, обладающих широкими полосами поглощения (твёрдых тел, жидкостей, см. *Термодатный лазер, Жидкостные лазеры*). В полупроводниках А. с. можно создавать разл. способами: инжекцией носителей за-

ряда через моно- и гетеропереходы (см. *Инжекционный лазер, Гетеролазер*), бомбардировкой пучком быстрых электронов; оптич. возбуждением; электрич. пробом в электрич. поле (см. *Полупроводниковый лазер*). А. с. в газах создаётся в большинстве случаев в электрич. разряде. Возбуждение частиц возникает при электр. разряде. Обычно для увеличения эффективности накачки к рабочему газу добавляются вспомогательные, передающие возбуждение на верхний лазерный уровень рабочего газа и опустошающие его нижний лазерный уровень. Этот метод позволяет использовать в качестве А. с. разл. атомные и молекулярные смеси и разл. типы электрич. разрядов (см. *Газоразрядные лазеры*). Оптич. накачка (излучением с широким спектром) в газах является малоэффективной, т. к. ширина спектральной линии газа невелика. А. с. можно также создать в газовой смеси, к-рая нагревается до высоких темп-р, формируется в сверхзвуковой поток и затем, выходя из сопла, резко охлаждается (см. *Газодинамический лазер*). Хим. связи молекул являются энергетич. накопителями энергии. Поэтому для создания А. с. используют энергию, освобождающуюся в хим. реакциях. Примерами таких реакций могут служить реакции фотодиссоциации, диссоциации, окисления, окислительных реакций (см. *Химический лазер*).

Лит.: Справочник по лазерам, пер. с англ. под ред. А. М. Прохорова, т. 1–2, М., 1978; Зельто О., Физика лазера, пер. с англ., 2 изд., М., 1984; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, М., 1983. М. Н. Андреев.

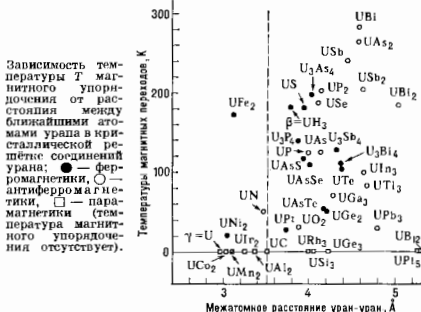
АКТИВНОСТЬ ОПТИЧЕСКАЯ, см. *Оптическая активность*.

АКТИВНОСТЬ РАДИОАКТИВНОГО ИСТОЧНИКА — число радиоакт. распадов в единицу времени. Единица А. р. и. в системе СИ — *беккерель* (Бк) — соответствует 1 распаду в 1 с. Внесистемная единица *кюри* (Ки) равна $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк. А. р. и., приходящаяся на единицу массы источника, наз. уд. активностью. О методах измерения А. р. и. см. в ст. *Радиометрия*. **АКТИВНОСТЬ СОЛНЕЧНАЯ** — см. *Солнечная активность*.

АКТИВНЫЕ МАГНЕТИКИ — кристаллич. магнетики (металлы, сплавы, соединения), а также аморфные магнетики, содержащие элемент из ряда актиноидов (актиноидов): Ас, Тл, Ра, У, Нр, Рн и др. В более узком смысле А. м. — вещества, содержащие актинид и обладающие магн. упорядочением (ферро-, ферри- и антиферромагнетизмом). Первое магнитноупорядоченное актиноидное соединение — ферромагн. тригидрид урана ($\beta\text{-U}_3\text{H}_7$) — обнаружено в 1952.

Природа магнетизма актиноидов и их соединений. Магн. момент атомов актиноидов обусловлен частичной незаполненностью их электронной 5f-оболочки. Эта оболочка (ср. радиус 0,7 Å) более протяжённая, чем частично заполненная 4f-оболочка атомов редкоземельных элементов (ср. радиус 0,5 Å), но имеет меньшие размеры, чем неполностью заполненная 3d-оболочка атома элементов группы железа (ср. радиус 0,8–0,9 Å). Т. о., актиниды занимают промежуточное положение между редкоземельными элементами, магнетизм к-рых хорошо описывается моделью локализованных 4f-электронов (см. *Редкоземельные магнетики*) и металлов группы железа, в магнетизме к-рых существенную роль играют эффекты, обусловленные коллективизацией 3d-электронов (см. *Ферромагнетизм*). В актинидных соединениях при достижении нек-рого критич. расстояния d_k между соседними атомами актинида в кристаллич. решётке (для соединений урана $d_k \approx 3,5$ Å, плутония $d_k \approx 3,2$ Å, лутетия $d_k \approx 3,4$ Å) происходит *Мотта переход* 5f-электронов из коллективизированного в локализованное состояние. В результате магнитноупорядоченным, как правило, являются соединения актиноидов, у к-рых расстояние между соседними атомами актинида $d_{AN} > d_k$, а в соединениях, где $d_{AN} < d_k$, имеют место *Паули парамагнетизм* (рис.) и *сверхпроводимость*.

Магнитные свойства актиноидов. В элементах Pa, U, Np и Pu $d_{AN} < d_c$, поэтому 5f-электроны в них коллективизированы. Т. к. плотность состояний 5f-электронов на ферми-уровне невелика и критерий зон-



ного ферромагнетизма не выполняется (см. Зонный магнетизм), эти металлы являются обменно-усиленными зонами парамагнетиками с магн. восприимчивостью $\chi = (2-7) \cdot 10^4$ см³/моль. С увеличением ат. номера актиида радиус 5f-оболочки уменьшается, и, начиная с Am, 5f-электроны в атомах можно рассматривать как локализованные. В Am осн. состоянии 5f является немагнитным (полное квантовое число $L=0$), и этот металл обладает *ламбда-кристаллической парамагнетиком*, α -Sm с гексагональной кристаллич. структур. переходит в антиферромагн. состояние ниже 52 К, β -Sm с кубич. кристаллич. структурой ниже 205 К является либо ферримагнетиком, либо имеет неколлинеарную магн. структуру. При низких темп-рах β -Bk становится антиферромагнитным (но разл. данным его темп-ра Нейла $T_N \approx 22-34$ К). α -Cf ниже 51 К переходит к ферромагн. состоянию. В β -модификациях Bk и Cf, а также в Es магн. упорядочения не обнаружено. Приведенные данные предварительны, т. к. исследования магнетизма трансурановых элементов затруднены их высокой радиоактивностью. Сведения о магнетизме тяжелых актиноидов Fm, Md и т. д. отсутствуют.

Магнетизм соединений, содержащих актиниды. Свойства магнитоупорядоченных соединений актиноидов исключительно разнообразны. Обычно рассматривают две разл. группы А. м.:

1. Соединения с коллективизированными 5f-электронами (для них, как правило, $d_{AN} \approx d_c$), в ряде случаев они содержат наряду с актинидами переходные d-металлы. Для этих магнетиков характерна малая по сравнению с рассчитанной в приближении локализованных магн. моментов величина магнитной восприимчивости насыщения, падение ферромагнетизма при наличии умеренного всестороннего давления, большая величина коэф. электронной теплоемкости, отклонения от Кюри — Вейсса закона для парамагн. восприимчивости и т. д. Примеры зонных актинидных магнетиков: *интерметаллические соединения типа* AnM_2 (где An — U, Np, Pu; M-переходный металл группы железа), UPt , $NpRu_2$, $NpOs_2$ и т. д.

2. Соединения с почти локализованными 5f-электронами. У А. м. такого типа величины магн. моментов в магнитоупорядоченном состоянии близки к теоретически рассчитанным, выполняется закон Кюри — Вейсса для парамагн. восприимчивости, наблюдаются гигантские значения магнитной анизотропии и магнитострикции. Характерными для актинидных антиферромагнетиков являются сложные магнитные

атомные структуры (геликоидальные, типа спиновой воды, неколлинеарные структуры и т. д.), переходы между разл. магн. структурами при изменении темп-ры. Предпринимались попытки описать магнетизм соединений с легкими актинидами (на основе аналогии с редкоземельными магнетиками) в модели взаимодействием локализованных 5f-электронов, обменное взаимодействие между k-рями осуществляется через электроны проводимости (см. Косовое обменное взаимодействие). Однако исследования м. о. и о. и к. т. и др. с хим. формул AnX ($X = N, P, As, Sb, Bi$) и м. о. и о. к. т. и др. в соединениях $An(Y - S, Se, Te)$ урана, плутония и неоптурия (эта группа соединений изучена наиб. подробно) показали, что в них 5f-электроны не локализованы полностью и существуют эффекты перекрытия 5f- и 6d-орбиталей актиида, приводящие к возникновению сильноанизотропного обменного взаимодействия. Альтернативным механизмом, привлекаемым для объяснения магн. свойств моносолециальных легких актиноидов, является механизм смешивания 5f-электронов атома актиида с p-состояниями второго компонента (S, Se и др.).

Магн. свойства ряда А. м. приведены в табл.

Магнитные свойства некоторых актинидных магнетиков

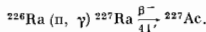
Соединения	Тип кристаллич. структуры	Темп-ра магн. упорядочения, К	Магн. момент в упорядоченном состоянии, мБ	Эфф. магн. момент в парамагн. состоянии, мБ	Тип магн. упорядочения
UF_6 $NpFe_2$ $PuFe_2$ $AmFe_2$	MgCu ₂	170	0,6	2,0	ФМ
		500	2,7	?	ФМ
		600	?	?	ФМ
		400	?	?	ФМ
		350-400	3,3	?	ФМ
UO_2 NpO_2 PuO_2 AmO_2 BkO_2	CaF ₂	30,8	1,8	3,8	АФМ
		25	-0,01	2,95	АФМ
		8,5	?	1,32	ПМ
		?	?	7,66	АФМ
		3	?	?	АФМ
UN NpN PuN AmN GmN	NaCl	52	0,75	3,1	АФМ
		87	1,4	2,4	ФМ
		13	< 0,3	1,5	АФМ
		109	?	?	ФМ
UAs	NaCl	124 62	1,92	3,4	АФМ (2 структуры)
		172	2,5	2,6	АФМ (3 структуры)
		155 142	?	?	ФМ
PuAs AmAs CmAs	NaCl	125	0,35	0,97	ФМ
		13	?	1,1	АФМ
		140	?	6,6	ФМ
α -UH, β -UH,	BIF_3 β -W	182	0,9	2,8	ФМ
		168-174	0,9-1,2	2,44	ФМ
UPt PuPt	CrB	27	?	?	ФМ
		19	0,22	?	ФМ

В табл. приняты следующие обозначения: ФМ — ферромагнетик; АФМ — антиферромагнетик; ПМ — парамагнетик; ? — данных нет; значение магн. момента (в магнетонах Бора μ_B) дано на формулу (UFe_2 и т. д.).

Лит.: Handbook on the Physics and Chemistry of the Actinides, v. 1-2, Editors A. J. Freeman and G. H. Lander, North-Holland Publ. Comp., 1984-85. П. З. Лейтман.

АКТИНИДЫ — то же, что *актиноиды*.

АКТИИИИ (от греч. aktis, род. падеж aktinos — луч, сверканье, сияние; лат. Actinium), Ac, — радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 89, первый из элементов семейства актиноидов. Наиб. долгоживущий изотоп — β -радиоактивный ^{227}Ac ($T_{1/2} = 21,773$ года). Изотопы ^{227}Ac и ^{228}Ac (наз. также мезотерий II, Ms Th II) входят в состав природных радиоакт. рядов. Содержание Ac в земной коре очень мало ($6 \cdot 10^{-10}\%$), выделять его из природных руд сложно, поэтому микрограммовые кол-ва ^{227}Ac получают искусственно, облучая радий нейтронами:



Конфигурация внеш. электронных оболочек $6d7s^2$; энергия ионизации, ионизации соотв. равны 6,9; 12,06; 20 эВ. Радиусы, радиус 0,203 нм, радиус иона Ac^{3+} 0,111 нм. Значение электроотрицательности 1,00.

Свободный Ac — сербисто-белый металл с температур. кубич. решеткой, $t_{пл}$ ок. 1050 °C, $t_{кип}$ ок. 3300 °C. Из-за высокой радиоактивности светится в темноте. В соединениях проявляет степень окисления +3. В хим. отношении является высшим аналогом лантана. Смесь ^{227}Ac с бериллием используется для изготовления нейтроных источников.

С. С. Берносов.

АКТИНОИДЫ (от *актиний* и греч. eidos — вид) (актиниды) — семейство радиоакт. хим. элементов с ат. номерами 90—103, расположенных в 7 периоде периодич. системы элементов за актинием и относящихся, как и актиний, к III группе. Первые три A. — Th, Pa и U — встречаются в природе в заметных кол-вах; остальные принадлежат к природным радиоакт. рядам. Остальные A. синтезированы в 1940—63 искусственно (последствия Np и Pu в ничтожных кол-вах были обнаружены в нек-рых радиоакт. рудах). В атомах A., как правило, имеется 1 электрон $6d$ и 2 электрона $7s$, а при увеличении атомного номера на 1 новый электрон обычно попадает в оболочку 5f. Сходное строение двух внеш. электронных оболочек обуславливает близость хим. свойств рад. A., а также сходность хим. поведения A. и лантаноидов.

Вследствие постоянства числа электронов на двух внеш. оболочках и возрастания ат. номера валовит. заряда ядра имеет место т. н. актиноидное сжатие: у нейтральных атомов и ионов A. с одинаковым зарядом при увеличении ат. номера радиус не увеличивается, как это бывает обычно, а несколько уменьшается.

Гипотезе о существовании семейства A., аналогичного семейству лантаноидов, выдвинул впервые в 1942 Г. Т. Сиборг (G. T. Seaborg) на основе анализа хим. свойств элементов с ат. номерами 95—97 и более тяжелых (под руководством и при участии Сиборга открыто 9 A.). Необходимость объединения в одно семейство элементов с ат. номерами 90—103 подтвердилась после научения хим. свойств 104-го элемента — курчатовия: они оказались аналогичными свойствам гафния, принадлежащего к IV группе периодич. системы.

Наиб. устойчивая степень окисления +3 для Am и следующих за ним A. Для A. с ат. номерами меньше, чем у Am, характерно образование соединений с более высокими степенями окисления, т. к. у этих элементов энергия электронов $6d$ близка к энергии электронов $5f$ и в образовании хим. связей участвуют $7s$, $6d$ и $5f$ -электроны, общее число k -рых доходит до 8 (в Pu). Поэтому у Th, Pa, U, Np и Pu наиб. характерные степени окисления равны соотв. +4, +5, +6, +5 и +4.

A. обладают близкими хим. свойствами, и для их разделения и очистки применяют тонкие хим. методы (хроматографию, экстракцию и др.). Практич. применение находят гл. обр. Th, U и Pu. Нуклиды ^{238}U , ^{235}U и ^{239}Pu служат ядерным горючим в атомных реакторах

и ВВ в атомных бомбах и снарядах. Нек-рые нуклиды A., иснующающие α -частицы (^{238}Pu , ^{242}Cm и др.), используются при создании источников тока длительного действия (до 10 лет и более).

Лит.: Сиборг Г. Г. и др., Химия актиноидных элементов, пер. с англ., М., 1960; Несмеянов А. Н., Радиохимия, 2 изд., М., 1978. С. С. Берносов.

АКУСТИКА (от греч. akustikos — слуховой) — область физики, в к-рой исследуются упругие колебания и волны от самых низких частот (условно от 0 Гц) до предельно высоких (10^{13} — 10^{19} Гц), процессы их возбуждения и распространения, взаимодействие их с веществом и разнообразие применения.

A. — одна из самых древних областей знания. Она возникла за иск. веков до н. э. как учение о звуке, т. е. об *упругих волнах*, воспринятых человеком скимухом (отсюда и провозглашенное назв. «А.»). Начало становления A. как физ. науки (17 в.) связано с исследованиями системы музыкальных тонов, их источников (струны, трубы), с измерениями скорости распространения звука. До нач. 20 в. A. развивалась как раздел механики. Создавалась общая теория механич. колебаний, излучения и распространения звуковых волн в среде, разрабатывались методы измерений параметров звуковых волн — звукового давления, ноточа энергии, скорости распространения. Диапазон исследуемых упругих волн расширился и охватил области ниже (инфразвук) и выше (ультразвук) области слышимых частот. Создание методов разложения сложного колеб. процесса на простые составляющие (метод Фурье) заложило основы анализа звука и синтеза сложного звука из простых составляющих. Весь этот классич. этап развития A. подытожен к нач. 20 в. Радеем (Дж. У. Стрэтт, J. W. Strutt).

Новый этап развития A. начался в 20-е гг. 20 в. в связи с развитием радиотехники и радиотелевизии, к-рые вызвали необходимость разработки методов и средств преобразования эл.-магн. энергии в акустическую, и обратно. В связи с развитием электроники и физики строения вещества возникли новые направления в A.

В совр. A. можно выделить ряд разделов. Общие закономерности излучения, распространения и приема упругих колебаний и волн изучает теория звука, широко использующая матем. методы, разработанные в общей теории колебаний и волн. Наряду с волновым подходом для рассмотрения задач распространения звука в опреде. условиях (малость длины волны по сравнению с масштабом препятствий) пользуются и представлениями о звуковых лучах. По этому методич. признаку из общей теории звука выделяется раздел лучевой A., или *геометрической акустики* (аналогично геом. оптике).

Применительно к различным характерным моделям сред распространения волн и адекватным им методам распространения акустики, полет сформировались такие направления теории звука, как статистич. A., акустика движущихся сред, кристаллоакустика. Быстро развивается *нелинейная акустика*, связанная с изучением волн большой амплитуды, для к-рых свойства среды нельзя, как при классич. подходе, считать неизменными; сами звуковые волны большой интенсивности возмущают среду, вследствие чего нарушается принцип суперпозиции и возникает взаимодействие разл. волновых мод. Развитие нелинейной A. обусловлено, в частности, мощным техн. прогрессом и возникшей необходимостью рассмотрения излучения звука источниками большой мощности.

Важнейший раздел A. наиб. тесно связаный с другими ведущими областями совр. физики, — физ. A., занимающаяся изучением особенностей распространения упругих волн в веществе — газообразном, твердом или жидком, исследованием взаимодействия волн с веществом на разных уровнях, в частности *акустоэлектронного взаимодействия*, акустооптического, фо-

ной-фононного взаимодействия и др. видов взаимодействия упругих волн с квазичастицами. Подразделяется на *акустику жидкой среды*, *акустику твердой среды*, *акустику газов*, *акустику плазмы*, *акустику в вакууме*. А. — неотъемлемая часть арсенала экспериментальных средств совр. физики.

Распространение акустич. волн в естеств. средах — атмосфере, водах Мирового океана, в земной коре и связанные с этим явления изучаются в *атмосферной акустике*, *гидроакустике*, *геоакустике*. Акустич. волны являются важнейшим средством зондирования этих сред, средством получения информации об их строении и о наличии в них разнообразных включений. К гидроакустике тесно примыкает такая важная и широко развитая прикладная область, как *гидролокация*.

Электроакустика изучает вопросы эл.-акустич. преобразований и связана со всеми др. областями А., т. к. аппаратура для разл. видов акустич. измерений, как правило, базируется на преобразовании акустич. сигналов в электрические, а способы изучения звука в большинстве случаев основаны на преобразовании электрич. энергии в акустическую. К электроакустике относятся и изучение фундам. физ. вопросов, связанных с эффектами эл.-механич. и эл.-акустич. преобразований в веществе, поэтому здесь она тесно смыкается с физ. А.

К прикладным областям А. можно отнести архитектуру А., строительную А., музыкальную А., а также весьма большой раздел совр. А., связанный с изучением шумов и вибраций и созданием методов борьбы с ними. Изучение аэродинамич. генерации шумов большой интенсивности относится к проблемам нелинейной акустики; здесь имеется также самая тесная связь с совр. аэродинамикой, так что иногда говорят о спец. разделе А. — *аэроакустике*.

Огромное прикладное значение как в технике физ. эксперимента, так и в промышленности, на транспорте, в медицине и др. имеет т. н. УЗ-техника (см. *Ультразвук*). В устройствах УЗ-техники используются как ультразвуковой, так и гиперзвуковой, а частично и звуковой диапазоны частот. УЗ применяется как средство воздействия на вещество (напр., УЗ-технология в промышленности, терапия и хирургия в медицине), для получения информации (контрольно-измерит. применения УЗ, УЗ-диагностика, гидролокация), обработки сигналов (*акустическая электроника, акустооптика*).

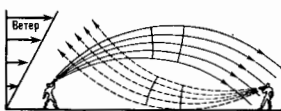
Особый раздел А. — биол. А. — занимается вопросами распространения акустич. волн в живых тканях, воздействии УЗ на биоткань, изучением звукопроводящих и звукопринимающих органов у живых организмов. Исследование органов и процессов звукопроводности и звукозачувания у человека, а также проблемами речеобразования, передачи и восприятия речи занимается физиологич. и психологич. А. Результаты этих исследований используются в акустотехнике, архитектурной А., при разработке систем передачи речи, в теории информации и связи, в музыке, медицине, биофизике и т. п.

Лит.: Стрэтт Дж. В. (сюрд Ралея), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Михайлов И. Г., Слонов В. А., Смирнов И. Ю., Л., Основы молекулярной акустики, М., 1954; Физическая акустика, Иноя ред. У. Мазона и Р. Терстоня, пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, Изд. 1—3, М., 1961—70; Инокимов М. А., Общедисциплинарная акустика, М., 1973; Эльвигер И. Е., Биофизика ультразвука, М., 1973; Руденко О. В., Солукин С. И., Теоретические основы нелинейной акустики, М., 1975; Селуцкий Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Тэйлор Р., Шум, пер. с англ., М., 1978; Урикс Р. Д., Основы гидроакустики, пер. с англ., Л., 1978; Бреховский Л. М., Льюис М. Ю., П., Теоретическая акустика океана, Л., 1982; Халасака Ф., Электроакустика, пер. с япон., М., 1982.

АКУСТИКА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД — раздел акустики, в К-ром изучаются звуковые явления при движении среды или источников и приемников звука.

Движение среды влияет на характер распространения звуковых волн, их изучение и приём. В движущейся среде скорость распространения волнового

фронта равна $V=c+v_{\text{в}}$, где c — скорость звука в неподвижной среде, $v_{\text{в}}$ — проекция скорости движения среды на нормали к фронту. В простейшем случае движения среды как целого волновые фронты точечного источника представляют собой расширяющиеся со скоростью звука сферы, центры к-рых перемещаются со скоростью среды. Диаграмма направленности неподвижного направленного источника в движущейся



с дозвуковой скоростью среде вытягивается в направлении, противоположном движению. При движении среды со сверхзвуковой скоростью звук распространяется внутри т. н. *Маха конуса* — конуса с вершиной в источнике звука. Вне этого конуса звук отсутствует, а внутри него через любую фиксир. точку наблюдения проходят два волновых фронта. В соответствии с этим наблюдатель, расположенный внутри конуса Маха, слышит звук, приходящий с двух разл. направлений. При движении источника в неподвижной среде с эффектам, указанным выше, добавляется *Доплеров эффект*. Пространственно-неоднородные течения в среде вызывают *рефракцию звука*. Так, напр., в приземном слое атмосферы скорость ветра возрастает с высотой (рис.), поэтому при распространении звука против ветра звуковые лучи изгибаются вверх, а при распространении по ветру — вниз. Этим объясняется лучшая слышимость для стоящего на земле наблюдателя с наветренной стороны и худшая — с подветренной по сравнению со слышимостью в безветрие. Турбулентное движение среды вызывает рассеяние проходящих через неё звуковых волн на неоднородностях скорости и флукутации их амплитуд и фаз.

При взаимодействии с вихревыми течениями, образующимися при отрывном обтекании твердых тел, звук может поглощаться или усиливаться. Напр., струя, вытекающая из отверстия в перегородке, эффективно поглощает звук. Струя, обдувающая отверстие по касательной, при определ. соотношениях между скоростью струи, размерами отверстия и частотой звука может усиливать звук. Этим объясняется, в частности, процесс генерации звука в духовых музыкальных инструментах типа флейты. Усиление звука возможно и в свободном пространстве — при отражении от границы между покоящейся средой и средой, движущейся со сверхзвуковой скоростью (напр., от границы сверхзвуковой струи).

Нестационарные течения среды вызывают генерацию звука. Периодич. срыв вихрей за плохо обтекаемым телом порождает вихревой звук. При натекании струи на препятствие может возникнуть т. н. *клинковый тон*, это явление наблюдается в газоструйных излучателях. Интенсивный звук генерируется высокоскоростными турбулентными течениями. Напр., *интенсивность звука*, порождаемого реактивной струей стартового ступени ракеты, достигает 150 дБ на расстоянии 100 м. Прикладные проблемы А. д. с., связанные с аэродинамикой, генерацией звука в высокоскоростных потоках, составляют предмет *аэроакустики*.

Оси. уривн А. д. с. получают посредством линейнизации общих ур-ний гидродинамики. При исследовании процессов распространения и рассеяния звука нелинейные компоненты ур-ний отбрасываются, а при исследовании процессов генерации звука они рассматриваются в качестве источников звука. Параметры этих источников при совр. состоянии теории *турбулентности*, как правило, не могут быть найдены теоретически, поэтому для оценок интенсивности и спек-

рального состава звука используют разл. модели турбулентного движения.

Лит.: В о х и я ч е в Д. И., Акустика неоднородной движущейся среды, 2 изд. М., 1981. Ч е р н о в Д. А., Акустика движущейся среды. Обзор, «Акуст. ж.», 1958, т. 4, № 4, с. 299—306; Т а т а р с к и й В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1947. Г о л д с т е й н М. Е., Аэроакустика, пер. с англ., М., 1981.

АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — раздел акустики, в к-ром изучаются частотные зависимости параметров распространения звука (коэфф. затухания и скорости распространения) с целью определения структуры или свойств вещества.

Распространены методы А. с., основанные на исследовании затухания, и в частности поглощения звука. Для большинства жидкостей и газов характерна квадратичная зависимость коэфф. поглощения от частоты. Отклонение от этого закона, как правило, связано с релаксационными процессами (см. *Релаксация акустическая*), наличие к-рых в исследуемом веществе приводит к появлению дисперсии звука. В релаксирующих средах поглощение звука может меняться на неск. порядков, при этом изменение скорости распространения в большинстве случаев не превышает неск. процентов. В гетерогенных средах, а также в поликристаллах, твёрдых телах с размерами структурных неоднородностей порядка длины волны определяющим механизмом затухания звуковых и УЗ-колебаний при их распространении являются рассеяние. Частотная зависимость затухания в этом случае имеет сложный характер и коэфф. затуханий может быть пропорц. различной степени частоты (в зависимости от соотношений размеров неоднородностей и длины волны), вплоть до линейной.

Методами А. с. пользуются в *молекулярной акустике* при исследовании газов и жидкостей. Анализ частотной зависимости параметров распространения УЗ в твёрдых телах позволяет определить экстремальные диаметры *верхи-поверхностей* и эфф. массы электронов, выявить несовершенство кристаллич. решётки, дислокации, домены, кристаллиты и т. п. Дополнит. информация о структуре исследуемого вещества может быть получена при изменении внеш. условий: темп-ры, давления, напряжённости электрич. и магн. полей, освещённости, интенсивности проникающих излучений и т. п. В таких исследованиях, как правило, определяют абс. значения параметров распространения, а их относят, изменяя, при этом эти измерения на один-два порядка точнее абс. измерений. Такой подход позволяет, напр., проводить исследования слабых растворов биополимеров, где требуется разрешающая способность 10^{-6} — 10^{-7} при измерениях приращений скорости звука, в то время как при измерениях абс. значения скорости может быть достигнута точность 10^{-4} — 10^{-6} . Аналогично при измерениях относят приращений коэфф. затуханий, может быть достигнута точность $(2-5) \cdot 10^{-2}$ при этом значения абс. величины измеряются с точностью $(2-5) \cdot 10^{-2}$.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 2, ч. А. М., 1968, гл. 5, 6, ч. Б. М., 1969, гл. 1—3; т. 4, ч. А. М., 1969, гл. 4, ч. Б. М., 1970, гл. 4.

Б. Е. Михалева, А. С. Хижрин.

АКУСТИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ (акустический, или звуковой, ветер) — регулярные течения среды, возникающие в звуковом поле большой интенсивности. А. т. могут быть как в свободном неоднородном звуковом поле, так и вблизи разл. рода препятствий. Возникновение А. т. обусловлено законом сохранения кол-ва движения: переносимое звуковой волной кол-во движения, связанное с колебаниями частиц среды, при поглощении волны передаётся среде в др. форме, вызывая её регулярное движение. Поэтому скорость А. т. пропорциональна коэфф. поглощения звука и его интенсивности, но обычно не превосходит величины *колебательной скорости частиц* в звуковой волне. А. т. всегда имеют вихревой характер.

В зависимости от соотношения характерного масштаба течения l и длины звуковой волны $\lambda = 2\pi/k$, где k — волновое число, различают 3 типа А. т.: 1) течения в свободном неоднородном поле, где l определяется размером неоднородности, напр. радиусом звукового пучка r (рис.), при этом $kl \gg 1$; 2) течения в стоячих волнах, масштаб к-рых определяется длиной волны, а $kl \sim 1$; 3) течения в *пограничном слое* вблизи препятствий, помещённых в акустич. поле; в этом случае l определяется толщиной акустич. погранич. слоя $\delta = \sqrt{\nu/\omega}$ (ν — кинематич. вязкость среды, ω — круговая частота звука), а $kl \ll 1$.

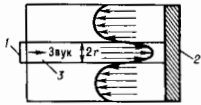


Схема течения, вызванного ограниченным пучком звука: 1 — акустич. поле; 2 — поглощённый звук; 3 — звуковой пучок.

Скорость А. т. и обычно мала по сравнению с амплитудой колебл. скорости v частиц в звуковой волне и характеризуется величиной $M_0 k l$, где $M_0 = v/c$ — акустич. *Маха число*, c — скоростью звука. Скорость течения 1-го типа, вызванного ограниченными звуковым пучком при условии $M_0 k l \ll 1$, по порядку величины определяется соотношением

$$\frac{u}{v} \approx \frac{b}{4\eta} M_0 (kr)^2,$$

где $b = 4\eta/\rho + \zeta$, η и ζ — коэфф. сдвиговой и объёмной вязкости. При $M_0 k l \ll 1$

$$\frac{u}{v} \approx AR e_{at} M_0 (kr)^2,$$

где $Re_{at} = \nu \rho / \eta$ — акустич. *Рейнольдса число* для А. т., ρ — плотность среды, A — константа (для воды $\approx 10^{-4}$). Скорость А. т. в стоячих звуковых волнах рассчитана Рэлемом при условии $M_0 k l \ll 1$, по порядку величины она определяется соотношением $u/v \approx M_0$. Скорость течения и погранич. слое толщиной δ , согласно Г. Шлихтингу (H. Schlichting), оценивается по ф-ле $u/v \approx M_0 k \delta$, применимой при условии $M_0 k \delta \ll 1$. Экспериментально наблюдались течения со скоростью 0,4 м/с в воде, вызванные звуковым пучком частоты 4,2 МГц при амплитуде звукового давления $p = 10^4$ атм и $v = 4$ м/с. В воздухе в стоячей волне с уровнем интенсивности 167 дБ ($v \approx 17$ м/с) наблюдались течения со скоростью $u \approx 5$ м/с.

А. т. являются немехой при измерениях звуковых полей с помощью *радиометра акустического* и *Рэлея диска*, но они имеют и полезные применения. Пропорциональность скорости течений Энкарта величине $b/\eta \sim 1 + \zeta/\eta$ позволяет по измерениям А. т. определять отношение коэфф. объёмной и сдвиговой вязкости. На явления А. т. основано действие неких-рых типов насосов, удобных для работы в агрессивных средах. Возникновение А. т. у препятствий, помещённых в звуковое поле, усиливает процессы массо- и теплопереноса через их поверхность. А. т. являются одним из факторов, обуславливающих УЗ-очистку.

Лит.: Стрелт Д. ж. В. (1964 Радар). Теория звука, пер. с англ., 2-е изд., т. 2, М., 1955, с. 212, 324; Физика и техника мощного ультразвука, [кн. 2] — Мощные ультразвуковые поля, М., 1968; Пузряков О. В., Соудин С. И., Теоретические основы нелинейной акустики, М., 1978.

К. А. Науголькин.

АКУСТИЧЕСКИЙ ВЕТЕР — см. *Акустическая темп-ра*.

АКУСТИЧЕСКИЙ ИМПЕДАНС — см. *Импеданс акустический*.

АКУСТИЧЕСКИЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (АПР) — поглощение энергии акустич. волн определ. частоты (избирает. поглощение *фононов*) системой электронов спиново парамагнетика, к-рое возникает при совпадении частоты акустич. волны (энергии фонона) с интервалом между энергетич. уровнями парамагнитного иона в приложенном магн. поле. Предсказан

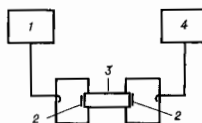
С. А. Альтшулером (1952). АПР можно рассматривать как акустич. аналог *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР). Передача энергии эл.-магн. колебаний парамагнитным частицам при ЭПР происходит непосредственно, в то время как передача акустич. энергии при АПР происходит посредством *спин-фононного взаимодействия*.

Известно неск. механизмов спин-фононного взаимодействия. В парамагнетиках наиб. существен механизм, при к-ром акустич. волна гиперзвуковой частоты модулирует *внутрикристаллическое поле*, а возникающее при этом эл.-магн. поле той же частоты взаимодействует со спином. Поглощение энергии гиперзвуковой волны (фононов) возникает при совпадении частоты поля с разностью выраженных в частотах энергетич. уровней спина в приложенном магн. поле. Др. возможные механизмы спин-фононного взаимодействия — акустич. модуляция магн. диполь-дипольного (или обменного) взаимодействия между электронными спинами; модуляция тонкого или сверхтонкого взаимодействия электронных и ядерных спинов.

АПР наблюдается по изменению поглощения акустич. волны данной частоты в образце парамагнетика в зависимости от напряженности приложенного магн. поля. Дополнит. *положение звука* характеризуется коэф. α_p

$$\alpha_p = 2W\hbar\omega\Delta n/\rho Vv^3,$$

где W — вероятность перехода между спиновыми уровнями n и m под действием гиперзвука с частотой ω , $\Delta n = N_m - N_n$ — разность населенностей спиновых уровней, v — скорость распространения акустич. волн, V — объем образца, ρ — его плотность. Получение значений α_p и его зависимости от взаимной ориентации кристаллографич. осей образца и направлений магн. поля и волнового вектора УЗ-волны — цель измерений при исследовании АПР.



Блок-схема спектрометра для изучения акустического парамагнитного резонанса.

Измерения поглощения звука обычно выполняются

ахо-импульсным методом на частотах $\sim 10^{10}$ Гц. Для уменьшения основного решетчатого поглощения звука, маскирующего эффект АПР, измерения проводят при гелиевых темп-рах. Акустич. импульсы излучаются *аттеными* 2 (рис.), *наибольшими преобразователями* дискообразной формы образца 3. Возбуждение СВЧ-генератором 1 акустич. импульсы распространяются через образец, многократно отражаясь от его торцов. Серия ахо-сигналов поступает в приемник 4, где и регистрируется. Для наблюдения АПР на частотах 10^9 — 10^{10} Гц используются методы излучения и приёма упругих колебаний с помощью сверхпроводящих шлейфов, напесенных на торцы исследуемого образца. В таких устройствах электроны сверхпроводника переводятся в возбужденное состояние за счёт электрич. или лазерного нагрева. Рекомбинация возбужденного состояния сопровождается излучением монохроматич. фононов с частотой, определяемой шириной сверхпроводящей щели.

С помощью АПР определяют энергетич. спектры парамагнитных ионов, исследуют механизмы спин-фононного взаимодействия, изучают динамику электронно-ядерных взаимодействий и нелинейных процессов.

Как спектроскопич. метод АПР существенно дополняет и расширяет возможности ЭПР, поскольку при акустич. резонансе разрешены практически все переходы между энергетич. уровнями спинов, а в ЭПР — только магн. дипольные переходы. Наиболее важно изучение с помощью АПР энергетич. спектров ионов

с чётным числом электронов (Cr^{2+} , Fe^{2+} и др.), для к-рых характер спектра определяется *Яна — Теллера эффектом*. Использование акустич. фононов с частотами 10^{12} Гц позволяло определить особенности энергетич. спектров ионов с большим нач. расщеплением уровней во внутрикристаллич. поле. Исследовано большое число парамагнитных ионов, содержащихся в диамантиках, полупроводниках и магнетиках, имеющих синглетное, дублетное и триплетное орбитальные состояния.

С помощью АПР проводятся прямые измерения компонент тензора электронного спин-фононного взаимодействия, тогда как с помощью ЭПР определяют только интегральные квантит. характеристики спин-орбитального взаимодействия. Информацию об искажении симметрии локального внутрикристаллич. поля парамагнетика в результате наличия дислокаций, примесных центров и др. дефектов структуры даёт изучение формы линий АПР. На этом основан метод контроля качества кристалдов. Однако, возбуждение системы ядерных и электронных спинов акустич. и эл.-магн. полями создаёт доплнит. возможность исследования особенностей электронно-ядерных взаимодействий.

Развитие исследований по АПР и спиновой динамике привело к созданию *инвариантных усилителей* и генераторов УЗ. Поскольку коэф. $\alpha_p \sim (N_m - N_n)$, то при создании инверсии населенности спиновых уровней он становится отрицательным. Благодаря этому в условиях инвертирования при достаточно сильной спин-фононовой связи происходит усиление акустич. волн на частоте АПР.

Если усиление превосходит затухание упругих волн в кристалле, наступает *самовозбуждение* системы, сопровождающееся генерацией когерентных фононов. Усиление мощности распространяющихся через образец акустич. импульсов в условиях АПР позволило обнаружить ряд новых явлений, имеющих место в когерентной оптике, — *ультразвуковые спиновые ахо* и *самоиндуцированную прозрачность*. Значительно большее время прохождения акустич. импульса через среду по сравнению с оптич. импульсом даёт возможность *вдуть* в этих случаях более точную информацию о механизмах взаимодействия волн разл. природы со средой. При исследовании АПР в кристаллах с параэлектрич. центрами обнаружено взаимодействие гиперзвука с параэлектрич. центрами — *модуляция диполь-дипольных связей*.

Лит.: Альтшулер С. А., Козырев В. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Тагер Д. Я., Раинеро В., Гиперука в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Физика фононов больших энергий, пер. с англ., М., 1976; Магнитная инвариантная акустика, М., 1977; Бончик Л. М., У. Х., Сабурова Р. В., Параэлектрический резонанс, М., 1982. В. А. Колесников-Кутуров.

АКУСТИЧЕСКИЙ ПРОВОД — искажение траекторий электронов в металле в магн. поле, сопровождающееся изменением их *топологии*, под действием интенсивной УЗ-волны. При *внутризонном А. п.* под действием нерезонанс. деформации в звуковой волне энергетич. зона металла расщепляется на ряд подзон, с каждой из к-рых связаны свои траектории электронов во внеш. магн. поле. Междоэпит. А. п. возникает, когда квазиимпульс звуковой волны близок к миним. расстоянию между электронными траекториями в импульсном пространстве в отсутствие звука. Междоэпит. А. п. всегда проявляется в комбинации с *магнитным пробоем*: в присутствии звука переходы, связанные с магн. пробоем, происходят при существенно меньших магн. полях и могут приводить к изменению топологии электронных траекторий. А. п. приводит к *новоназначенным периодам осцилляций Шубникова — де Хааза* (см. *Шубникова — де Хааза эффект*), а также к изменению *плывовой* части тензора электропроводности в сильных магн. полях.

Лит.: Брандт Н. В. и др., Изменение топологии поверхности Ферми в кристаллах с доплнительными длинами

периодом и некоторые связанные с этим эффекты, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, в. 4, с. 204; Гальперин Ю. М., Гуров В. И., Д. Акустический пробой в металлах», «ЖЭТФ», 1977, т. 73, в. 5, с. 1873. Ю. М. Гальперин, АКУСТИЧЕСКИЙ ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (АЯМР) — поглощение энергии акустич. волн определ. частоты (избирает. поглощение фононов) системой ядерных спинов твёрдого тела, возникающее при совпадении частоты УЗ с интервалом между энергетич. уровнями ядерных спинов во внеш. магнитном или внутрискристаллическом поле. Это явление аналогично ядерному магнитному резонансу (ЯМР).

Известно неск. механизмов, ответственных за поглощение энергии акустич. волн ядерными спинами (ядерные спин-фононные взаимодействия). Так, для диэлектриков с ядерными спинами $\Gamma > 1/2$ наиболее существенна модуляция акустич. волной электрич. внутрискристаллич. поля и возникновение при этом переменных градиентов электрич. поля, взаимодействующих с квадрупольными моментами ядер. Для ядер с $I = 1/2$, у к-рых отсутствуют квадрупольные моменты, преобладает модуляция магн. динамидольных взаимодействий. В парамагнетиках, где существует сильная связь электронов с ядрами, спин-фононное взаимодействие осуществляется посредством модуляции сверхтонких электронно-ядерных взаимодействий. Распространение акустич. волны в проводящей среде, содержащей свободные электроны, приводит к возникновению переменного магн. поля, воздействующего на ядерные спины. Однако при наличии достаточного большого квадрупольного момента в проводниках может действовать и квадрупольный механизм. Установлено, что спин-фононная связь усиливается за счёт дефектов, создающих доплнит. локальные градиенты электрич. поля на ядрах.

Изучение АЯМР проводится на УЗ-частотах 1—100 МГц двумя методами. В первом — непосредственно измеряется доплнит. положение звука в образце при резонансе. Коэфф. поглощения

$$\alpha_p = W \hbar \omega \cdot \Delta n / \rho V v^3,$$

где W — вероятность переходов между ядерными спиновыми уровнями n и m под действием УЗ с частотой ω , $\Delta n = N_m - N_n$ — разность населённости уровней, ρ и V — плотность и объём образца, v — скорость распространения УЗ-волны. Поскольку $\alpha_p \sim 10^{-6} - 10^{-8} \text{ см}^{-1}$, то для достижения необходимой чувствительности используются те же методы, что и в ЯМР. Иммерит. генератор, возбуждающий составной резонатор (образец + пьезопреобразователь), настраивается на одну из собств. частот резонатора. К образцу прикладывается магн. поле, к-рое медленно изменяется. Доплнит. поглощение акустич. энергии ядерной спин-системой проявляется в изменении амплитуды напряжения на выходе генератора при прохождении магн. полем значения, соответствующего АЯМР.

Во втором методе используется акустич. насыщение ядерных спиновых уровней. Резонансные акустич. колебания возбуждают переходы между спиновыми уровнями, а возникающее при этом изменение населённости уровней измеряется по интенсивности сигналов ЯМР. Вследствие акустич. возбуждения сплавных переходов разность населённости уровней, а следовательно, и интенсивность сигналов ЯМР уменьшаются в отношении

$$A/A_0 = (1 + W \tau_1)^{-1},$$

где A_0 — первонач. интенсивность сигнала, A — интенсивность сигнала при акустич. возбуждении, τ_1 — время спин-решёточной релаксации, r ($\sim 1-3$) определяется характером распространения акустич. волн в образце.

Метод АЯМР обладает рядом доплнит. возможностей по сравнению с ЯМР, что связано с отличиями от ЯМР правилами отбора для переходов и особенностями ядерного спин-фононного взаимодействия. Наи-

более подробно методом АЯМР были изучены механизмы спин-фононных взаимодействий в разл. диэлектриках, что позволило усовершенствовать теорию внутрискристаллич. электрич. полей и вычислить ряд параметров кристаллич. решётки, напр. угл. характеристики хим. связей, градиенты электрич. полей на ядрах. Разработан способ оценки дефектности кристаллов на основе изучения спин-фононных взаимодействий и сравнения ширины линий АЯМР и ЯМР. Использование двойных магнитоакустич. резонансов позволило исследовать ряд новых явлений: динамич. поляризация атомных ядер УЗ, акустич. многоквантовые переходы в многоуровневых неэквивалентных ядерных и электронно-ядерных системах. Высокая чувствительность позволяет применять двойные резонансы к изучению АЯМР ядер с малой концентрацией или слабым спин-фононным взаимодействием. Методом АЯМР были исследованы монокристаллы металлов, сплавов и низкомольных полупроводников. Такие исследования с помощью ЯМР ограничиваются только глубиной спин-слоя, и то время как использование АЯМР позволяет изучать образцы больших объёмов. Причём в ряде случаев для кристаллов с высокой проводимостью АЯМР является единственным методом исследования спиновых систем (напр., для ядер рения).

Очень большое резонансное поглощение звука ($\alpha_p \sim 1 - 10^2 \text{ см}^{-1}$) обнаружено на сигналах магнитоактивных ядер в антиферромагнетиках типа плоскость лёгкого намагничивания, что связано с сильным электронно-ядерным взаимодействием. Такие вещества являются модельными образцами для исследования различных нелинейных эффектов. Так, в условиях АЯМР был обнаружен солитонный характер распространения акустич. импульсов, что ранее наблюдалось в осн. в оптич. диапазоне.

Лит.: Шугин В. А., Ядерный магнитный резонанс на ультразвуке, «Акуст. жж.», 1962, т. 8, с. 383; Коссе в. в. А. Р., Ядерный акустический резонанс, М., 1967; Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, пер. с англ., т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 3; Магнитная квантовая акустика, М., 1977.

В. А. Голышев-Кутузов.

АКУСТИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — см. *Изменение акустического*.

АКУСТОКОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ — изменение концентрации носителей заряда вблизи поверхности полупроводникового образца под действием распространяющегося в нём стационарного акустич. потока. Является прямым следствием увлечения носителей звуковой волной (см. *Акустоэлектрический эффект*).

АКУСТОМАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — возникновение поперечной эдс под действием УЗ-волны в твёрдом проводнике, помещённом в магн. поле. А. э. обусловлен увлечением носителей заряда УЗ-волной (см. *Акустоэлектрический эффект*) и отклонением потоков носителей заряда магн. полем. При прохождении *ультразвука* через проводник с биполярной проводимостью (собств. *полупроводник, полуметалл*) возникает поток электронов проводимости и дырок в направлении распространения УЗ. Под действием перпендикулярного к ним магн. поля эти потоки отклоняются в противоположные стороны. В результате возникает эдс (или ток в случае электрически замкнутого проводника) в направлении, перпендикулярном к магн. волно и к УЗ-потону. Т. о., А. э. и биполярных проводниках аналогичен *фотомагнитоэлектрическому эффекту* с той разницей, что потоки электронов и дырок обусловлены не градиентом концентрации носителей, вызванным неоднородным освещением образца, а УЗ-волной.

В монополярных проводниках (примесных полупроводниках) происхождения А. э. сложнее. Если в направлении УЗ-потoka образец электрически замкнут, то имеет место акустоэлектрич. эффект Холла, отличающийся от обычного *Холла эффекта* тем, что продольный (диссипативный) ток создаётся не внеш.

электрич. полем, а УЗ-потоком. Если же в направлении распространения УЗ-потока образец разомкнут, то возникает акустоэлектрич. поле, к-рое компенсирует действие УЗ-волны на носители заряда так, что полный электрич. ток в направлении УЗ-потока будет равен нулю. Однако такая компенсация воздействия УЗ-потока акустоэлектрич. полем имеет место не для каждого элемента в отдельности, а лишь для нек-рого «среднего» электрона. Изменение распределения электронов по импульсам под действием УЗ-тока по своему виду существенно отличается от того, к-рое называется электрич. полем. Поэтому в зависимости от энергии для одних электронов преобладающим оказывается воздействие УЗ-потока, для других — воздействие компенсирующего акустоэлектрич. поля. В результате при равенстве нулю полного акустоэлектрич. (продольного) тока в образце будут существовать взаимно компенсирующиеся «шарниальные» токи, создаваемые группами энергетически разл. электронов. Вследствие зависимости времени свободного пробега электронов от их энергии ср. подвижности электронов в этих «шарниальных» токах будут в общем случае различны. Токи Холла, образуемые этими группами электронов, не будут компенсировать друг друга, и в направлении, перпендикулярном к магн. полю и УЗ-потоку, возникнут отличные от нуля акустомагнитно-электрич. ток (если образец замкнут в этом направлении) или эдс (если образец разомкнут). Величина и даже знак А.э. в примесных полупроводниках зависит от механизма рассеяния носителей заряда.

Акустомагнитоэлектрич. поле по порядку величины равно:

$$E \sim \frac{\alpha W}{c n s} \frac{n H c}{1 + (n H c)^2},$$

где e — заряд электрона, s — скорость звука, α — коэфф. поглощения звука, W — плотность потока звуковой энергии, n — подвижность носителей тока, c — концентрация носителей тока, H — напряженность магн. поля.

А.э. возможен также в планарной конфигурации, когда векторы звукового потока, магн. поля и акустомагнитноэлектрич. поля лежат в одной плоскости. В этом случае А.э. является эффектом, четным по магн. полю.

Первоначально предсказанный теоретически, А.э. в дальнейшем был обнаружен экспериментально в (биополярных) полуметаллах (Bi, Ge) и монополярных полупроводниках (InSb, Tl). Подобно фотомагнитоэлектрич. эффекту, биополярный А.э. может быть использован для измерения скорости поверхностной рекомбинации и времени жизни носителей заряда в полупроводниках. Изучение А.э. в монополярных полупроводниках даёт информацию о механизмах рассеяния носителей.

Лит.: Гринберг А. А., Крамерн И. И., Акустомагнитный эффект в пьезоэлектрических полупроводниках, «ДАН СССР», 1964, т. 151, с. 78; Зинштейн Э. М., Гуляев Ю. В., Акустомагнитоэлектрический эффект в проводниках с монополярной проводимостью, «ФТТ», 1967, т. 9, с. 376; Коробкин А. И., Рогов В. Ф., Акустомагнитоэлектрический эффект в теллуре, «ФТТ», 1972, т. 6, с. 556; Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Турсунов Ш. С., Наблюдение смены знака акустомагнитоэлектрического эффекта в p-InSb, «ФТТ», 1978, т. 10, с. 1788; Цирюков В. В., Герус А. В., Акустомагнитоэлектрический эффект в вырожденном p-InSb, «ФТТ», 1977, т. 11, с. 2187; Зинштейн Э. М., Планарный акустомагнитоэлектрический эффект в полупроводниках, «ФТТ», 1979, т. 21, с. 2853; Ушада А. Т., Acousto-magneto-electric effect in bismuth, «J. Phys. Soc. Jap.», 1965, v. 20, p. 1424; Когант М., Тапак С. А., Acousto-magneto-electric effect and acousto-optic effect in n-InSb at low temperature, там же, 1970, v. 30, p. 775. Э. М. Шпэтлин.

АКУСТООПТИКА — пограничная область между физикой и техникой, в к-рой изучается взаимодействие эл.-магн. волн со звуковыми и разрабатываются основы применения этих явлений в технике. Взаимодействие света со звуком используется в совр. оптике, оптоэлектронике, лазерной технике для управления

когерентным световым излучением. Акустооптич. устройства позволяют управлять амплитудой, частотой, поляризацией, спектральным составом светового сигнала и направлением распространения светового луча. Важной областью практич. применения акустооптич. эффектов являются системы обработки информации, где акустооптич. устройства используются для обработки СВЧ-сигналов в реальном масштабе времени.

Под действием механич. деформаций, переносимых звуковой волной, возникает пространственная модуляция оптич. свойств среды, обусловленная уругнооптическим, или фотоупругим, эффектом (см. *Фотоупругость*). Оптич. свойства среды меняются во времени с частотой звуковой волны, т. е. значительно медленнее и по сравнению с периодом эл.-магн. колебаний в световой волне, и по сравнению со временем прохождения светового луча через звуковой пучок. В зависимости от соотношения между поперечным размером падающего оптич. пучка d и длиной звуковой волны Λ распространение света в такой среде сопровождается явлениями либо акустооптич. рефракции, либо *дифракции света на ультразвуке*. Дифракция света происходит не только на вводимой звуковой волне, но и на коллективных возбужденных среды — акустич. *фононах*, в результате чего возникает рассеяние света со сдвигом частоты вверх и вниз на величину частоты фонона (*Мандельштам — Бриллюэн рассейние*). В спектре рассеянного излучения появляются пары сдвинутых по частоте компонент Мандельштам — Бриллюэн, отвечающих рассеянию света на продольных и поперечных акустич. фононах.

Акустооптич. взаимодействие сводится к эффектам оптич. рефракции и дифракции лишь при низких интенсивностях оптич. излучения. С повышением интенсивности света всё возрастающую роль начинают играть нелинейные эффекты воздействия света на среду. Из-за *закрострикции* и эффектов нагрева среда оптич. излучением в ней возникает неравномерное упругое напряжение и генерируются звуковые волны с частотами от слышимых до гиперзвуковых — т. н. *оптоакустические или фотоакустические явления*.

В поле мощного оптич. излучения в результате одновременно протекающих процессов дифракции света на УЗ и генерации УЗ-волн вследствие электрострикции происходит усиление светом УЗ-волны. В частности, при распространении в среде интенсивного лазерного излучения наблюдается т. н. вынужденное рассеяние Мандельштам — Бриллюэн, при к-ром происходит усиление лазерным излучением тепловых акустич. шумов, сопровождающееся нарастанием интенсивности рассеянного света. К оптоакустич. эффектам относится также генерация акустич. колебаний периодически повторяющимися световыми импульсами, к-рая обусловлена переменными механч. напряжениями, возникающими в результате теплового расширения при периодич. локальном нагревании среды светом.

Эффекты акустооптич. взаимодействия используются как при физ. исследованиях, так и в технике. Дифракция света на УЗ даёт возможность измерять локальные характеристики УЗ-полей. По углам зависимости дифракционного света определяются диаграмма направленности и спектральный состав акустич. излучения. Анализ эффективности дифракции в разл. точках образца позволяет восстановить картину пространственного распределения интенсивности звука. В частности, на основе акустооптич. эффектов осуществляется *визуализация звуковых полей*. С помощью брэгговской дифракции удаётся получить информацию о спектральном, угловом и пространственном распределении акустич. фононов в ДВ-области фононового спектра. Этот метод представляет основу для изучения неравновесных акустич. фононов, напр. в условиях фононной (акустоэлектрической) неустойчивости в полупроводниках, обусловленной усилением

УЗ сверхзвуковым дрейфом носителей заряда (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*).

Акустооптика, дифракция позволяет также измерять многие параметры вещества: скорость и коэфф. поглощения звука, модули упругости 2-го, 3-го и более высоких порядков, упругооптич. постоянные и др. величины. Так, на условия Брэгга по известным значениям частоты ω и длины волны света λ и по измеренному углу $2\theta_B$ между падающим и дифрагированными световыми лучами определяют скорость звука: $c_{\text{зв}} = \lambda f / 2 \sin \theta_B$ (где θ_B — угол Брэгга). На основе полученных таким образом значений $c_{\text{зв}}$ для разл. направлений рассчитывается полная матрица модулей упругости $(C_{ij, kl})$. Коэфф. поглощения звука α можно найти, сравнивая интенсивности I_1 и I_2 дифрагированного света, измеренные при двух положениях падающего светового луча, смещённых друг относительно друга на расстояние a вдоль направления распространения звуковой волны:

$$\alpha = \frac{1}{2a} \ln \frac{I_1}{I_2}.$$

При распространении в среде звуковых волн большой интенсивности данные о модулях упругости высших порядков получают измерения с помощью брэгговской дифракции амплитуды возникающих в волне гармоник (см. *Нелинейная акустика*), к-рые пропорциональны нелинейным модулям упругости соответствующих порядков.

Для исследования дисперсии скорости звука и коэфф. его поглощения на гиперзвуковых частотах используется рассеяние Мандельштама — Бриллюэна. Пропуская через среду толщ. когерентного оптич. излучения и фиксируя угол рассеяния θ , можно из условий Брэгга по величине спектрального сдвига f компонент Мандельштама — Бриллюэна определить скорость звука $c_{\text{зв}}$ на данной частоте f . На основе измерений полуэллипс δf компонент Мандельштама — Бриллюэна определяют коэфф. поглощения α на этой частоте: $\alpha = 2\tau \cdot \delta f / c_{\text{зв}}$.

На основе оптоакустич. генерации звука создан метод *фотоакустической спектроскопии* для получения спектров оптич. поглощения веществ в разл. физ. состояниях. В этом методе коэфф. поглощения света измеряется по интенсивности звуковых колебаний, возбуждаемых периодич. нагреваемым светом. Напр., при периодич. нагреве газа в нём возникают звуковые колебания с амплитудой, пропорц. поглощённой световой энергии. Меняя длину волны падающего света, можно получить фотоакустич. спектр вещества — полный аналог спектра поглощения, измеряемого обычными методами. Достоинство фотоакустич. спектроскопии в высокой чувствительности метода, позволяющего получать спектры оптич. поглощения в широком диапазоне световых длин волн, включающем в себя как области сильного поглощения, так и области прозрачности; кроме того, этим методом измеряется только та часть энергии падающего излучения, к-рая действительно поглощается веществом, а рассеянное излучение никакого вклада не даёт. Это позволяет исследовать спектры поглощения образцов с плохим качеством поверхности: порошков, рыхлых, пористых материалов, биол. объектов. *Акустооптические устройства*. На основе эффектов дифракции и рефракции света на УЗ создаются активные оптич. элементы, позволяющие управлять всеми параметрами светового луча, а также обратывать информацию, носителем к-рой являются как световая, так и звуковая волны. Основу таких устройств составляет акустооптич. ячейка (АОЯ), состоящая из рабочего тела (твердотельного образца или кюветы с жидкостью), в объёме к-рой происходит взаимодействие света с УЗ-волной, и излучателя УЗ (обычно *пьезоэлектрического преобразователя*). В зависимости от назначения имеется неск. типов акустооптич. при-

боров: дефлекторы, модуляторы, фильтры, процессоры и др.

Акустооптич. дефлекторы и сканеры — устройства для управления направлением светового луча в прострастве. Сканеры предназначаются для непрерывной развёртки луча; в дефлекторе имеется набор фиксированных направлений, по к-рым должен отклониться световой луч.

В дифракц. дефлекторе (рис. 1) луч света падает на АОЯ, в к-рой возбуждается звуковая волна частоты f и в результате брэгговской дифракции частично отклоняется. При изменении f меняется и угол

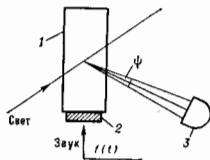


Рис. 1. Схема акустооптического дефлектора: 1 — акустооптическая ячейка; 2 — излучатель ультразвука; 3 — фотоприёмное устройство; ψ — максимальное угловое перемещение луча.

отклонения дифрагированного луча и луч перемещается по экрану фотоприёмного устройства. Использование частотно-модулированных звуковых сигналов (см. *Модуляция колебаний*) позволяет управлять направлением светового луча. Чтобы изменить направление дифрагированного луча при неизменном угле падения света на АОЯ, необходимо одновременно с частотой менять и направление распространения звуковой волны, так чтобы условие Брэгга выполнялось повсюду внутри интервала Δf звуковых частот — т. е. полосы пропускания дефлектора. Δf определяет и др. параметры прибора: макс. угол. перемещение луча дифрагированного света

$$\psi = \frac{\lambda}{c_{\text{зв}} \cos \theta_B} \Delta f$$

и разрешающую способность N , т. е. число различных положений светового луча в пределах ψ . Разрешающая способность определяется величиной ψ и углом расходимости $\gamma_{\text{рак}}$ светового пучка: $N = \psi \gamma_{\text{рак}} = \psi d / \lambda$, где d — поперечный размер светового пучка. Важной характеристикой устройств пространственного управления лучом является также эффективность дифракции $\psi = I_1 / I_0$ — отношение интенсивности I_1 отклонённого света к интенсивности I_0 падающего.

В простейшем случае условия Брэгга выполняются благодаря расхождению акустич. пучка. Расходящийся пучок можно рассматривать как совокупность плоских волн, волновые векторы к-рых лежат внутри угла интервала $\gamma_{\text{рак}}$. Для заданной частоты звука f дифракция будет происходить лишь на той компоненте пучка, для к-рой волновой вектор удовлетворяет условию Брэгга. При изменении f этому условию удовлетворяет уже др. компонента пучка. При использовании изотропного материала в качестве рабочего тела АОЯ $\psi = 2\gamma_{\text{рак}} \approx 2\lambda / D$, где D — поперечный размер звукового пучка, λ — длина волны звука. В соответствии с этим полоса пропускания Δf и разрешающая способность N оказываются пропорциональными расхождению акустич. пучка:

$$\Delta f = 2 \cdot \frac{c_{\text{зв}} \cos \theta_B}{\lambda} \gamma_{\text{рак}}, \quad N = \frac{2\gamma_{\text{рак}} d}{\lambda}.$$

Для дефлектора с высокой разрешающей способностью требуется значит. расходимость звукового пучка, а следовательно, его миним. ширина D . Уменьшение эффективности ψ , вызванное уменьшением длины акустооптич. взаимодействия, компенсируют увеличением входимой акустич. мощности. Однако с увеличением N падает эффективность использования этой мощности, т. к. на дифракцию света расходится лишь $1/N$ её часть.

Применение в АОЯ двулучепредомляющих материалов позволяет существенно улучшить характеристики deflectоров. С этой целью используется анизотропная дифракция света вблизи миним. значений угла Брэгга $\theta_{\text{мин}}$. При падении света на звуковую волну под углом $\theta_{\text{мин}}$ небольшая расходимость звукового пучка обеспечивает выполнение условия Брэгга для достаточно широкого диапазона акустич. частот, а следовательно, и значит, интервал углов отклонения дифрагированного света. Это позволяет использовать широким акустич. пучком, что снижает акустич. мощность, необходимую для получения высокой эффективности дифракции η , и даёт значит. выигрыш в разрешении по сравнению с deflectорами, в к-рых используются изотропные материалы. Однако рабочие частоты таких приборов лежат обычно в гигагерцевом диапазоне.

Управлять дифрагированным лучом можно используя т. н. фазированную решётку излучателей — ступенчатую систему сдвинутых по фазе преобразователей, параметры к-рой подбираются таким образом, чтобы фронт волны, отвечающий центру, частоте полосы пропускания, был параллелен плоскости отд. преобразователя, а при изменении частот фронт поворачивался бы так, чтобы компенсировать соответствующее приращение угла Брэгга. Этот способ возбуждения звука позволяет в нек. раз увеличить полосу пропускания и разрешающую способность deflectоров.

Существуют акустоопт. deflectоры, осуществляющие двухкоординатное отклонение светового луча. В этом случае используются два скрещенных плоскостных deflectора, к-рые могут быть совмещены в одной акустоопт. ячейке, если в ней возбуждаются акустич. волны в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Совр. deflectоры позволяют получать 10^3 – 10^4 разрешимых элементов со временем перехода от одного элемента к другому порядка 10 – 10^{-7} с. Доли отклоненного света достигают нек. десятков процентов при потребляемой акустич. мощности $0,1$ – 1 Вт.

В устройствах, основанных на акустоопт. рефракции, отклонение светового луча осуществляется в результате искривления его пути при прохождении через среду, в к-рой стоячей или бегущей звуковой волной создается неоднородная деформация. Такие устройства представляют собой относительно низкочастотные приборы ($f \leq 50$ МГц), осуществляющие развёртку светового пучка по синусоидальной закону. К-д рефракц. устройств мал, т. е. лишь ничтожная часть звуковой энергии, заключённой в объёме АОЯ, расходуется на отклонение светового луча.

Акустоопт. модуляторы — приборы, управляющие интенсивностью световых пучков на основе нераспределения световой энергии между проходящими и дифрагированным светом. Обычно используется модуляция дифрагированного света, т. е. 100% -ная модуляция проходящего излучения требует значит. акустич. мощностей. Акустоопт. модулятор представляет собой АОЯ, в к-рой распространяется амплитудно-модулир. звуковая волна. Падаящий на АОЯ свет частично дифрагирует, и отклонённый луч принимается фотоприёмным устройством. В модуляторах используется как брэгговская дифракция, так и дифракция Рамана — Нага. Быстродействие модулятора определяется временем прохождения звукового сигнала через поперечное сечение светового пучка и оказывается $\sim 10^{-8}$ – 10^{-7} с. Акустоопт. модуляторы при макс. простоте конструкции позволяют осуществлять такие сложные операции, как параллельная обработка информации в акустоопт. процессорах.

Акустоопт. фильтры — устройства, позволяющие выделить из широкого спектра оптич. излучения достаточно узкий интервал длин световых волн, удовлетворяющих условию Брэгга. Изменяя

частоту звука, можно выделенный интервал перемещать по оптич. спектру в широких пределах.

Как правило, в акустоопт. фильтрах используются анизотропная дифракция в двулучепредомляющих кристаллах (рис. 2). На АОЯ 1 падает плоскополяризованный свет, степень поляризации к-рого контролируется изолятором 2. В АОЯ в результате анизотропной брэгговской

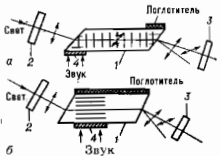


Рис. 2. Схемы акустооптических фильтров на основе коллинеарной (а) и неколлинеарной (б) дифракции.

дифракцией в узком спектральном интервале возникает оптич. излучение другой поляризации. Наличие его определяется анализатором 3. Монохроматич. звук создается электроакустич. преобразователем 4. Эффективность фильтров увеличивается с ростом длины взаимодействия света со звуком L , поэтому в них используются, как правило, коллинеарная дифракция, при к-рой направления распространения света и звука совпадают (рис. 2, а), хотя известны акустоопт. фильтры и с неколлинеарными взаимодействиями (рис. 2, б). Ширина полосы пропускания фильтра $\Delta\lambda_0$ (где λ_0 — длина волны света в вакууме) определяется спектральной шириной излучения, возникающей в результате брэгговской дифракции. Для неколлинеарной дифракции $\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{2(n_1 - n_2)L}$,

где n_0 — показатель преломления падающего света, n_1 — дифрагированного. В реальных устройствах ширина полосы пропускания зависит, кроме того, от расходимости как светового, так и акустич. пучков и спектрального состава акустич. сигнала. Величина $\Delta\lambda_0$ существенно зависит от выбора участка эл.-магн. спектра; в видимом диапазоне для совр. акустоопт. фильтров она не превышает некс. А. Эффективности имеющихся фильтров составляют 50 – 100% при интенсивности звука $1_{\text{ак}} \approx 1$ Вт/см² и $L \approx$ некс. см. Диапазон оптич. переоткрытия определяется шириной полосы частот эл.акустоопт. преобразователя и частотной зависимостью поглощения УЗ. Как правило, он достаточен для перекрытия всего оптич. диапазона.

Акустоопт. устройства используются как для внеш. управления световым лучом, так и для управления процессом генерации и параметрами когерентного излучения внутри оптич. квантового генератора. Помещённая внутри оптич. резонатора АОЯ модулирует его добротность и отклоняет лазерный луч для вывода его из резонатора. Использование акустоопт. фильтров в лазерах с широким спектром генерации позволяет получать узкие линии излучения, перестраиваемые внутри диапазона генерации изменением акустич. частоты. Введение акустич. волны непосредственно в активную среду позволяет осуществлять распределённую обратную связь, при к-рой перетражения светового излучения возникают в результате дифракции его на УЗ-волне. Распределённая обратная связь обеспечивает высокую спектральную селективность и позволяет упавлять интенсивностью генерир. света, меняя эффективность обратной связи за счёт изменения амплитуды звуковой волны.

Акустоопт. процессоры. Акустоопт. приборы, рассмотренные выше, служат основой для создания устройств обработки СВЧ-сигналов — т. н. процессоров, к-рые, в отличие от дифранных вычислит. машин, позволяют производить обработку информации в реальном масштабе времени. В акустоопт. процессоре первичный по времени эл.акустич. сигнал преобразуется эл.акустоопт. преобразователем в УЗ-волну, к-рая, распространяясь в АОЯ, создаёт пространственное звуковое изображение сиг-

нала. При дифракции света на звуковом сигнале в дифрагированном излучении возникает оптич. изображение сигнала, к-рое затем обрабатывается с помощью разл. оптич. элементов: линз, зеркал, диафрагм, транспарантов и др. Обработка сигнала осуществляется путём одномогр. считывания всей запасаённой в звуковом импульсе информации. Акустооптич. процессоры осуществляют быстрое, в реальном масштабе времени, фурье-разложение СВЧ-сигнала, частотную фильтрацию сигнала, нахождение ф-ции корреляции исследуемого сигнала с заданным и др. операции.

Действие процессоров, предназначенных для анализа спектра или частотной фильтрации СВЧ-сигнала, основано на преобразовании частотного спектра звукового сигнала в угл. спектр дифрагированного света. По угл. распределению его интенсивности можно получить спектральную характеристику СВЧ-сигнала. Помощью на пути световых лучей оптич. транспаранты с переменной прозрачностью, изменяют угл. распределение интенсивности дифрагированного света и тем самым получают на выходе фотоприёмного устройства фильтрованный электрич. сигнал.

В процессоре для фурье-разложения сигнала с использованием дифракции Рамана — Ната (рис. 3) монохроматич. свет падает на АОЯ 1, в к-рой распространяется звуковой сигнал, являющийся пространственным изображением электрич. сигнала $S(t)$ на входе АОЯ. В результате в фокальной плоскости aa' линзы 2 возникает распределение интенсивности све-

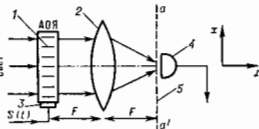
что световые лучи, отклоняемые отд. участками звукового импульса, попадают на фотодетектор одновременно.

Акустооптич. коррелятор предназначен для нахождения ф-ции корреляции двух сигналов — исследуемого $S(t)$ и опорного $r(t)$:

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\tau-t)r(\tau)d\tau.$$

Действие коррелятора основано на оптич. наложении изображений этих сигналов. Свет в акустооптич. модуляторе, дифрагирун на звуковой волне, модулированной сигналом $S(t)$, формирует оптич. изображение этого сигнала. Далее дифрагированный свет проходит через пространственный фильтр, пропускание к-рого меняется по закону $r(x)$ и собирается на фотоприёмном устройстве, на выходе к-рого возникает сигнал, пропорциональный ф-ции корреляции $\varphi(t)$. В качестве пространственного фильтра может использоваться второй акустооптич. модулятор, в к-ром УЗ-волны модулируются сигналом $r(t)$. В акустооптич. корреляторах используется как дифракция Рамана — Ната, так и брэгговская дифракция (рис. 5). Если в модуляторах 1 и 1' распространяются одинаковые акустич. сигналы, то световые лучи, прошедшие через них, будут параллельны падающему лучу. Свет фокусируется линзой 2 на фотодетекторе 3, сигнал с к-рого в этом случае будет максимальным. Если же

Рис. 3. Акустооптический анализатор спектра, работающий в режиме дифракции Рамана — Ната.

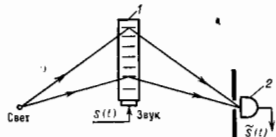


та 1, к-рое как ф-ция расстояния x до оси линзы определяется спектральной характеристикой $S(\omega)$ входного сигнала:

$$I(x) \sim \left| \tilde{S} \left(\frac{kx}{F} \right) \right|^2,$$

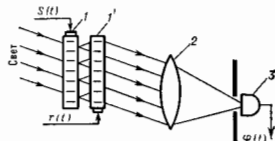
где $\tilde{S}(\omega)$ — фурье-образ СВЧ-сигнала $S(t)$, k — волновое число световой волны, F — фокусное расстояние линзы 2. Распределение фототока, измеренное фотодетектором Φ в плоскости aa' , даёт спектральное распределение входного сигнала $S(t)$. Структурная схема процессора, использующих брэгговскую дифракцию, отличается только способом ввода светового пучка в АОЯ. Поскольку при дифракции Брэгга угол падения светового луча строго задан, то для осуществления дифракции на всех частотах, входящих в спектр звукового сигнала, необходимо освещение АОЯ рассходными световым пучком.

Рис. 4. Процессор для снятия импульсного сигнала с линейной частотной модуляцией на основе изотропной брэгговской дифракции: 1 — акустооптический элемент, 2 — фотодетектор.



Акустооптич. процессоры используются для снятия радиомпульса с линейной частотной модуляцией (рис. 4). Такой сигнал создаёт в АОЯ акустич. волну, длина к-рой меняется вдоль направления распространения, поэтому при дифракции Брэгга углы отклонения света па разл. участках звукового импульса будут различны. Сжатие импульса обусловлено тем,

Рис. 5. Акустооптический коррелятор.



сигналы S и r неодинаковы, то сигнал на выходе фотодетектора будет пропорционален ф-ции взаимной корреляции.

Процессоры на основе разл. акустооптич. устройств могут работать в широком диапазоне частот, вплоть до 10 ГГц. Они применяются в разл. системах обработки информации, особенно там, где имеются ограничения по габаритам, весу и энергопотреблению аппаратуры.

Акустооптическое взаимодействие в оптических волноводах. В оптич. волноводах, представляющих собой тонкий слой прозрачного материала на поверхности подложки (т. е. планарные волноводы), возникает взаимодействие оптич. волноводных мод с поверхностными акустическими волнами (ПАВ), обычно релеевскими. В результате появляется свет, распространяющийся вдоль плоскости волновода, но отклонённый от своего первоначального направления. Для эфф. дифракции необходимо, чтобы в плоскости волновода световые лучи падали на пучок ПАВ под соответствующим брэгговским углом. Поскольку даже в изотропной волноводной системе скорости распространения разн. оптич. мод отличны друг от друга, то при разл. углах падения светового пучка возможна как дифракция света без изменения номера моды, аналогичная обычной брэгговской дифракции, так и дифракция, при к-рой падающий и дифрагированный свет принадлежит к разным волноводным модам. В последнем случае законы дифракции аналогичны законам релеевской анизотропной дифракции, возникающей при взаимодействии объёмных волн в двулучепредомоляющей среде. В волноводных системах распределение как эл.-магн. полей для оптич. мод, так и поля деформации в ПАВ неоднородно в поперечном сечении волновода. Эффективность акустооптич. диф-

рации в оптич. волноводе сильно зависит от степени перекрестия эти волн. Она максимальна, когда глубины проникновения света и звука в волноводный слой одного порядка. Толщина волновода подбирается так, чтобы число мод, распространяющихся в нём, было невелико. Эти условия определяют толщины световода порядка 1–3 мкм и оптимальные частоты ПАВ — в диапазоне 300–800 МГц.

Акустооптич. дифракция в планарных структурах используется для создания поверхностных аналогов акустооптич. устройств на объёмных волнах, описанных выше. Световодные акустооптич. устройства, наряду с яркими достоинствами планарной технологии, позволяют существенно уменьшать подводимые к акустооптич. ячейке управляющие мощности, поскольку энергия и поверхностной волне сосредотачивается в тонком приповерхностном слое. Создавая излучатели ПАВ спец. формы, можно получить акустич. поля, позволяющие значительно улучшить характеристики планарных акустооптич. устройств.

Возможно также воздействие акустич. волны на распространение света в волноводах световодах, представляющих собой волноки из прозрачного материала с неоднородным распределением показателя преломления по его сечению. Звуковая волна модулирует амплитуду и фазу световой волны. Изменение фазы происходит как из-за изменения показателя преломления в результате уругоуптич. эффекта, так и вследствие изменения длины и диаметра волновода под действием механич. напряжений в звуковой волне. Изменение амплитуды световой волны также обусловлено механич. напряжениями, приводящими к искажению профиля показателя преломления и утечке части светового излучения из волновода. Возможна также амплитудная модуляция излучения в световоде в результате брэгговской дифракции на высокочастотной УЗ-волне, к-рая распространяется перпендикулярно оси волновода.

Фазовая модуляция в волоконных световодах применяется в волоконных линиях связи для ввода информации в световод. На акустооптич. взаимодействиях основано также применение волоконных световодов в качестве передатчиков звука. В погружённом в жидкость световоде под воздействием распространяющейся в ней звуковой волны происходит модуляция фазы светового излучения. Величина модуляции, пропорциональная звуковому давлению, регистрируется на выходе из световода фотоприёмником. Поскольку величина модуляции определяется также длиной акустич. воздействия, то использование длинных световодов позволяет создавать высокочувствит. приёмники акустич. колебаний.

Лит.: Физическая акустика, Под ред. У. Мэсона и П. Терсона, пер. с англ., т. 7, М., 1974; Р. Фрэнк и Ю. К., Управление оптич. сигналами в акустооптич. устройствах, пер. с англ. в. Ю. В., Проклов В. В., Шергина Г. П., Дифракция света на звуке в твёрдых телах, «УФН», 1978, т. 124, в. 1, с. 61; М. Г. Дьяков Л. Н., Мельчаков В. В., Акустооптич. устройства и их применение, М., 1978; Яковлев И. В., Петров Д. В., Дифракция света на акустических поверхностных волнах, Новосибир., 1979. В. М. Левин.

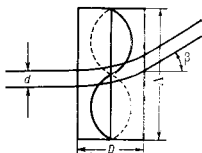
АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ — то же, что дифракция света на ультразвуке.

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ — искривление хода световых лучей в неоднородно деформированной звуковой волной среде. Возникает А. р. в случае, когда поперечный размер светового луча L значительно меньше длины звуковой волны Λ . Тонкий световой луч ($L \ll \Lambda$), падющий нормально на звуковую волну толщиной D (рис.), после прохождения его отклоняется от своего первоначального направления на угол β , пропорциональный длине L пути светового луча в звуковом поле ($L \approx D$) и градиенту показателя преломления n .

Угол отклонения меняется во времени с частотой звука Ω по закону:

$$\beta = 2\pi (\Delta n D) / n \Lambda \sin \Omega t,$$

определяя sinusoidalный закон искривления светового луча. Здесь $\Delta n = \rho n^3 S_0^2 / 2$ — амплитуда модуляции показателя преломления n , S_0 — амплитуда деформации в звуковой волне, ρ — упругооптическая постоянная вещества (постоянная Показеда), характеризующая зависимость показателя преломления от упругой деформации. Величина угла отклонения ограничена, т. е. при больших β искривление световой луч полагает в области звуковой волны, где gradient деформации меняет знак, и начинается отклонение луча в противоположную сторону. Для воды углы отклонения не превышают $3,4^\circ$ при интенсивности звука ок. 100 Вт/см^2 .



В. М. Левин.

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДОМЕНЫ (акустоэлектрические домены) — области сильного электрич. поля и большой интенсивности низкочастотных акустич. фононов (акустич. шумов) в полупроводнике, возникающие при усилении фононов дрейфом носителей заряда (см. Акустоэлектронное взаимодействие). При приложении достаточно сильного электрич. поля к пьезоэлектрич. полупроводнику акустич. шуму в нём могут существенно усиливаться. Интегральная интенсивность усиленных шумов может достигать большой величины, так что изменяются макроскопич. свойства кристалла. Как правило, при этом электропроводность уменьшается, в результате чего на области с большой интенсивностью шумов падает значит. часть приложенного к образцу напряжения. Т. о., возникает неустойчивость, приводящая к образованию областей сильного электрич. поля и большой интенсивности шумов — А. д. Уменьшение электропроводности может быть обусловлено разл. механизмами. Одним из наиболее важных является акустоэлектрический эффект, состоящий в усилении носителей заряда звуковой волной. В режиме усиления фононы увлекают носители заряда против омич. тока, что приводит к уменьшению электрич. тока через образец. Уменьшение электропроводности может быть обусловлено также наличием ловушек, захватывающих носители заряда.

На опыте наблюдаются как статические, так и движущиеся А. д. Первые, как правило, образуются в высокоомых материалах (напр., в фотореодном CdS с уд. сопротивлением $\sim 10^9$ – $10^6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при комплатной темп-ре), вторые — в сравнительно низкоомых материалах (полупроводниковые образцы CdS, GaAs, GaSb, Te, ZnO и др.). Размеры А. д. обычно составляют 0,1–1 мм. Они образуются на неоднородностях образца, какими могут служить и электроды. Статич. А. д., как правило, возникают вблизи анода, а движущиеся — на аноде исчезают. При наличии статич. А. д. наблюдается эффект насыщения тока: плотность тока не зависит от приложенного напряжения и близка к произведению заряда электрона на концентрацию электронов и скорость звука. При наличии движущихся А. д. скорости движущихся в них образцы скорости звука, в цепи, содержащей образец, возникает осцилляция тока во времени. Период этих осцилляций складывается из т. н. времени зарождения (инкубации) А. д., зависящего от величины электрич. поля, и времени прохонектия образца доменом. Электрич. поле в А. д. в низкоомых материалах может значительно превышать поле в остальной части образца (до 10^3 раз); в высокоомых образцах превращение не столь велико. Распределение электрич. поля в А. д. изучалось экспериментально как с помощью зондов, так и по положению СВЧ-волн. Спектральное распределение шумов в А. д. изучалось по Малевашкиным — Бриджману рассеянию света.

Лит.: Беляв-Бруевич В. Л., Звлякин И. И., Миронов А. Г., Домены электрической неустойчивости

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — явление в проводнике постоянного тока в замкнутой цепи (т. е. акустоэлектрик, тока) или электрич. напряжении на концах разомкнутого проводника (т. е. акустоэд) при распространении в нем акустич. волны. А. э. был предложен Р. Парментером (1953) и впервые обнаружен Г. Вайррайхом и Х. Дж. Уайтом (1957). А. э. возникает из-за уличения носителей тока акустич. волной вследствие *акустоэлектронного взаимодействия*, при к-ром часть импульса, переносимого волной, передается электронам проводимости, в результате чего на них действует ср. сила, направленная в сторону распространения волны. В соответствии с этим А. э. меняет знак при изменении направления волны на противоположное. А. э. — одно из проявлений величинных эффектов в акустике (см. *Недлина акустика*); он аналогичен др. эффектам уличения, напр. акустич. ветру (см. *Акустические течения*).

Передача импульса от волны электронам сопровождается поглощением звуковой энергии, поэтому действующая на электрон сила пропорциональна коэф. электронного поглощения звука α_e и интенсивности акустич. волны I . Плоская волна, интенсивность к-рой при прохождении слоя толщиной Δz уменьшается за счет электронного поглощения на величину $\alpha_e I \Delta z$, передает в среду механич. импульс $\alpha_e I \Delta z v_s$, приходящийся на $n_e \Delta z$ электронов слоя (v_s — скорость звука, n_e — концентрация свободных электронов). Следовательно, на отд. электрон действует ср. сила

$$F = \alpha_e I n_e v_s. \quad (1)$$

Под действием этой силы возникает акустоэлектрич. ток, плотность к-рого $J_{ac} = n n_e F$ (n — подвижность электронов) определяется соотношением

$$J_{ac} = n n_e \mu v_s \quad (2)$$

(соотношение Вайррайха). В случае произвольных акустич. полей выражение для акустоэлектрич. тока получается как среднее по времени значение произведение переменной концентрации свободных носителей n , возникающих под действием акустич. полей в проводнике, и их эффективной скорости v :

$$J_{ac} = e \langle n v \rangle \quad (3)$$

(e — заряд электрона).

Возникновение А. э. может быть объяснено с позиций квантовой механики, если рассматривать акустич. волну с частотой ω и волновым вектором k как поток когерентных *фононов*, каждый из к-рых несет энергию $\hbar\omega$ и импульс $\hbar k$. При поглощении фонона электрон получает доп. энергию, и в результате чего появляется электрич. ток (2).

Для наблюдения А. э. измеряют либо ток в проводнике, в к-ром внеш. источником возбуждается звуковая волна (рис. 1, а), либо напряжение на его разомкнутых концах (рис. 1, б). В последнем случае на концах проводника возникает эдс, индуцированная звуковой волной (акустоэд):

$$U_{ac} = \frac{1}{e} \int_0^L F(x) dx = \frac{\alpha_e \mu I_0}{\cos \theta} (1 - e^{-\alpha L}), \quad (4)$$

где L — длина проводника, I_0 — интенсивность звука на входе образца, $\alpha = \alpha_e + \alpha_n$ — коэффициент поглощения звука, учитывающий как электронное поглощение α_e , так и решеточное α_n , μ — подвижность образца.

Величина А. э., так же как и значение электронного поглощения звука, зависит от частоты УЗ. А. э. максимален, когда длина волны оказывается одного порядка с радиусом дебаевского экранирования для свободных электронов. Акустоэд существенно меньше

с изменением θ и имеет максимум в области значений θ_m , где электронное поглощение звука также максимально (рис. 2). Такие зависимости наблюдаются в фотопроводящих полупроводниках, в к-рых значит.

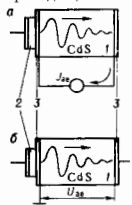


Рис. 1. Схемы измерений: а — акустоэлектрического тока I_{ac} ; б — акустоэда U_{ac} ; 1 — кристалл полупроводника, 2 — излучающий УЗ преобразователь, 3 — металлические электроды.



Рис. 2. Зависимость акустоэда U_{ac} от частоты кристалла при различных интенсивностях УЗ: $I_1 < I_2 < I_3$.

изменения проводимости происходят при изменении освещенности.

А. э. экспериментально наблюдается в металлах и полупроводниках. Однако в металлах и центросимметричных полупроводниковых кристаллах, таких, как Ge и Si, он невелик из-за слабого акустоэлектронного взаимодействия. Значит, А. э. (на 5–6 порядков больше, чем в Ge) наблюдается в пьезополупроводниках (CdS, CdSe, ZnO, GaAs, InSb и др.). За счет сильного пьезоэлектрич. взаимодействия электронов проводимости с акустич. волной на частотах (0,5–1) $\cdot 10^{10}$ сек⁻¹ и образцах длиной ок. 1 см возникает акустоэд \sim вск. вольт при интенсивности звука ~ 1 Вт/см².

Особый характер носит А. э. в полупроводниках, помещенных в сильное электрич. поле E , где коэф. электронного поглощения УЗ зависит от скорости дрейфа носителей $v_d = \mu E$. При сверхзвуковой скорости дрейфа ($v_d > v_s$) коэф. α_e меняет знак и вместо поглощения звуковой волны происходит ее усиление. При этом акустоэд также меняет знак: звуковая волна уже не увлекает, а тормозит электроны проводимости. Ср. сила, действующая на электрон, направлена в сторону, противоположную направлению распространения

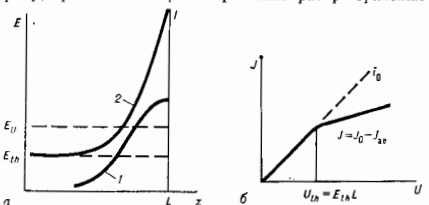


Рис. 3. а — рост интенсивности I фононов (1) и уменьшающаяся электрического поля (2) вдоль длины кристалла L при генерации фононов в пьезополупроводнике (E_{th} — начальное значение напряженности поля в кристалле; $E_{th} L$ — пороговое, выше к-рого происходит генерация фононов); б — отклонение тока от омического значения.

тока, так что воздействие УЗ уменьшает электрич. ток в образце — акустоэлектрич. ток считается из тока проводимости.

В сильных электрич. полях А. э. имеет место даже в отсутствие внеш. волны, из-за того что в полупроводнике угловат генерации и усиление фононов внутри конуса углов θ вокруг направления дрейфа носителей, для к-рых $v_{d \cos \theta} > v_s$ — акустич. аналог *Черенкова* —

Вашилова излучения. Сила, действующая на носители со стороны нарастающего фонового потока, имеет направление, противоположное дрейфу носителей. В результате происходит их эффективное торможение, приводящее к неоднородному поразрядному электрическому полю в образце (рис. 3, а) (образуется т. н. акустоэлектрический домен) и падению полного тока в нём (рис. 3, б). На опыте этот эффект обычно наблюдается на отклонения электр. тока, тогда через образец от его омич. значения $J_0 = \sigma U_L$, где U — приложенное к образцу напряжение.

Из-за анизотропии акустоэлектронного взаимодействия генерация фононов может происходить преимущественно вдоль к-л. направления m , не совпадающего с направлением дрейфовой скорости электронов v_d (рис. 4), поэтому акустоэлектрич. сила, действующая

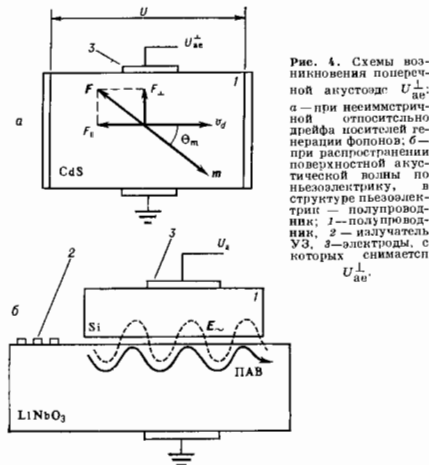


Рис. 4. Схемы возникновения поперечной акустической волны: U_{au} — a — при несимметричной дрейфовой скорости относительно дрейфа носителей генерации фононов; b — при распространении поверхностной акустической волны по нелектрическому, в структуре пьезоэлектрика; 1 — полупроводник; 2 — излучатель УЗ; 3 — электроды, с которых снимается U_{au} .

на носители, будет иметь составляющую $F_{\perp 1}$, перпендикулярную дрейфовой скорости. В этом случае наблюдается разность потенциалов в направлении, перпендикулярном приложенному электрич. полю (рис. 4, а), — возникает поперечный А. э. Кроме того, неоднородное по сечению кристалла распределение усиливается фононов приводит за счёт А. э. к появлению в кристалле вихревого тока, а следовательно, и магнитного момента, направленного перпендикулярно как скорости дрейфа v_d , так и направлению преимущественной генерации фононов m .

Значит, А. э. наблюдается при распространении *поверхностной акустической волны* по поверхности проводящего кристалла. На опыте А. э. обычно наблюдается в слоистой структуре пьезоэлектрика — полупроводник. Переменное электрич. поле, возникающее в пьезоэлектрике за счёт пьезоэффекта и сопровождающее волну, проникает в полупроводник и вызывает токи и перераспределение свободных носителей в приповерхностном слое. Поскольку движение носителей происходит как параллельно границе раздела, так и перпендикулярно к ней, то в структуре наблюдается как продольный, так и поперечный А. э. (рис. 4, б). Продольный акустоэлектрич. ток неоднороден по сечению полупроводника: он максимален у поверхности и убывает, осциллируя, в глубь его, что приводит к появлению

вихревых токов и возникновению магн. момента. Поперечная компонента акустоэлектрич. тока обусловлена появлением поперечной акустоэдс, не меняющей знака при изменении направления распространения поверхностной акустич. волны на противоположное. А. э. применяется для измерения интенсивности УЗ-излучения, частотных характеристик УЗ-преобразователей, а также для исследования электрич. свойств полупроводников: измерения подвижности носителей тока, контроля неоднородности электрич. параметров, примесных состояний и др.

Лит.: Гуляев В. Л., Теория акустических свойств пьезоэлектрических полупроводников, «ФТП», 1968, т. 2, с. 1557; Гуляев В. Ю., В. И. и др., К теории акустоэлектронного поглощения и усиления поверхностных акустических волн в пьезоэлектрике, «ФТТ», 1970, т. 12, с. 2595; Мухоморов Ю. П. и др., Поперечный акустоэлектрический эффект, там же, 1972, т. 14, с. 2864; Талева Д. Ж., Рэммонд В. Р., Ринландер В. И., Вихревой ток, вызванный УЗ, в англ., М., 1975; Паттерсон Р. Н., The acousto-electric effect, «Phys. Rev.», 1953, v. 89, № 5, p. 990; Weirauch G., White H. G., Observation of the acousto-electric effect, там же, 1957, v. 100, № 1, p. 1194.

АКУСТОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ — возникновение магн. момента у полупроводникового кристалла при приложении к нему достаточно сильного электрич. поля, приводящего к усилению акустич. шумов (фононов). Генерируемый в образце поток акустич. энергии приводит к увеличению носителей заряда (см. *Акустоэлектрический эффект*). При этом в ряде случаев поле сил увеличения оказывается непотенциальным (напр., в анизотропном кристалле, где направлением наиб. усиления шумов может не совпадать с направлением приложенного электрич. поля). В результате возникает коакцелеративный эффект, ток, отбрасываемый образцом, а следовательно, и магн. момент. Если поток акустич. энергии вводится в образец извне, то магн. момент может возникать и в отсутствие внеш. электрич. поля (такой эффект наз. *акустомагнитный*). Непотенциальность поля сил увеличения в этом случае может быть связана как с анизотропией кристалла, так и с неоднородностью потока акустич. энергии. Такое явление может наблюдаться и в металлах. Акустомагн. поле возникает, в частности, при распространении *поверхностных акустических волн*. В этом случае поле сил увеличения всегда неоднородно, поскольку колебательное смещение частиц затухает в глубь образца.

Лит.: Гуляев В. Ю. В. и др., К теории электронного поглощения и усиления поверхностных звуковых волн в пьезокристаллах, «ФТТ», 1970, т. 12, с. 2595; Мухоморов Ю. П., Пустовитов В. И., Электроакустомагнитный эффект и эффект Холла в полупроводниках в сильном электрич. поле, «ЖТФ», 1971, т. 4, с. 1577; Завацкий И. В., Усиление звуком электронов в металлах, там же, 1978, т. 75, с. 4873.

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА — раздел акустики, на стыке акустики твёрдого тела, физики полупроводников и радиоэлектроники. А. э. занимается исследованием принципов построения УЗ-устройств для преобразования и обработки радиосигналов. Преобразование СВЧ-сигнала в акусовую, длина волны которого в 10³ раз меньше, значительно облегчает его обработку. Для выполнения операций над сигналами используются взаимодействие УЗ с электронами проводимости (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*), ад.-магн. полями, оптич. излучением, а также нелинейное взаимодействие акустич. волн (см. *Нелинейная акустика*).

Акустоэлектронные устройства позволяют производить разл. операции над сигналами: преобразование во времени (задержку сигналов, изменение их длительности), частотные и фазовые (сдвиг фаз, преобразование частоты и спектра), изменение амплитуды (усиление, модуляция), а также более сложные функциональные преобразования (интегрирование, кодирование и декодирование, получение функций свёртки, корреляции сигналов и т. д.). Выполнение таких операций часто необходимо в радиолокации, технике дальней связи, системах автоматики, управления, вычислительных и др. радиоэлектронных устройствах.

Акустоэлектронные методы в ряде случаев позволяют осуществлять эти операции более простым и рациональным способом.

В устройствах А. используются УЗ-волны ВЧ-диапазона и гиперзвуковые волны (от 10 МГц до 10 ГГц), как объёмные (продольные и сдвиговые), так и поверхностные. Осн. преимуществом *поверхностных акустических волн* (ПАВ) является доступность волнового фронта, что позволяет снимать сигнал и управлять распространением волны в любых точках звукопровода, а также управлять характеристиками устройств; поэтому большинство устройств выполняется на ПАВ.

Общие параметры устройств А.: рабочая частота f , волосо частот Δf , полные вносимые потери V и время обработки сигнала t . Значения f и Δf определяются в осн. характеристиками электроакустич. преобразователей, t — размерами звукопровода и скоростью звука в нём, а V — потерями на двойное преобразование, отражение и поглощение звука. Важным параметром устройства А. является информац. ёмкость, определяемая как $\lambda \Delta f$.

По физ. принципам, лежащим в основе работы, и по назначению акустоэлектронные устройства можно разделить на пассивные линейные устройства, в к-рых производится линейное преобразование сигнала (линии задержки, фильтры и др.), активные линейные устройства (усилители и генераторы сигналов) и нелинейные устройства, где происходит генерация, модуляция, перемножение и др. преобразования сигналов.

Элементы акустоэлектроники. Всякое акустоэлектронное устройство состоит из простейших элементов — *электроакустических преобразователей* и звукопроводов. Кроме того, применяются отражатели, резонаторы, многополосковые электродные структуры, акустич. волноводы, концентраторы энергии и фокусирующие устройства, а также активные, нелинейные и управляющие элементы.

Для возбуждения и приёма объёмных волн в А. используются *пьезоэлектрические преобразователи*: пьезоэлектрич. пластины (на частотах до 100 МГц), *высокоупруговодящие преобразователи*, δ — запариваемый или инфузионный слой (в диапазоне частот 50—300 МГц), *гиперзвуковые преобразователи* (на частотах выше 100 МГц). Гиперзвуковые волны часто возбуждаются с поверхности пьезоэлектрич. звукопровода, торец к-рого для этих целей помещают в зазор СВЧ-резонатора или замещающую СВЧ-систему. Для возбуждения и приёма ПАВ используются гл. обр. встречно-штыревые преобразователи (рис. 1, а), представляющие собой периодич. структуру металлич. электродов, нанесённых на пьезоэлектрич. кристалл.

В качестве звукопроводов для устройств А. применяются монокристаллы диэлектриков, пьезоэлектри-

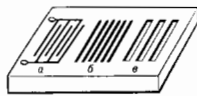


Рис. 1. Элементы акустоэлектронных устройств: а — встречно-штыревой преобразователь ПАВ; б — металлическая отражающая решётка; в — система отражающих каналов.

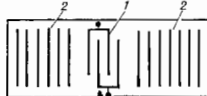


Рис. 2. Резонансная структура на ПАВ с одним преобразователем: 1 — преобразователь; 2 — система отражателей (металлические отрагнотроды или каналы).

ков, полупроводников — в зависимости от назначения и характеристик устройств (кварц, сапфир, ниобат лития и др.). Для изменения направления распространения акустич. лучка в УЗ-линиях задержки и др. устройствах применяются отражатели: для объёмных волн — хорошо отводированные свободные плоские поверхности звукопровода, для ПАВ — решётки с периодом d из металлич. или диэлектрич. полосок или канавок в звукопроводе (рис. 1, б, в), ус-

тановленные перпендикулярно или наклонно к падающей волне. Интерференция ПАВ от большого числа отражателей позволяет получить высокий коэф. отражения $K_{отр}$ в узкой полосе частот, так, при 100 полосках $K_{отр}$ достигает 98% в узкой полосе с центр. частотой $f_{отр} = c_0/d$, где c_0 — скорость ПАВ.

Отражение объёмных акустич. волн от грани кристаллов позволяет создавать безрезонансн. монолитные или плёночные резонаторы. Наиб. широко используются кварцевые резонаторы в диапазоне частот 0,5—30 МГц, их добротность достигает 10^6 . Наиболее тонких эпитаксиальных пьезоэлектрич. плёнок CdS, ZnO или AlN на диэлектрич. подложку создают резонаторы на частотах до 10 ГГц.

Системы отражателей для ПАВ позволяют создавать резонаторы с добротностью $> 10^6$ и низкими вносимыми потерями (~ 5 дБ) в диапазоне частот 30—1000 МГц. В этом случае между отражателями 2 (рис. 2) создается стоячая поверхностная волна, к-рая возбуждается и принимается преобразователем 1. Добротность такого резонатора определяется коэф. отражения ПАВ от отражателей и её поглощением в звукопроводе.

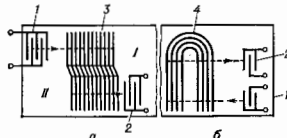


Рис. 3. Многоканальные структуры для ПАВ: а — направленный ответвитель; б — отражатель. 1 — входной преобразователь, 2 — выходной преобразователь; 3 — многоканальная структура, переключавшая волну из канала I в канал II; 4 — многоканальная структура — отражатель.

Разнообразием отражателей для ПАВ являются многополосковые электродные структуры (МЭС), состоящие из однородной незамкнутой периодич. системы металлич. полосок (рис. 3), распространяющих перпендикулярно направлению распространения ПАВ. В МЭС падающая волна занимает лишь половину их апертуры (канал I). При достаточной длине МЭС это приводит к тому, что волна, распространяющаяся в канале I, возбуждает связанную с ней моду колебаний в канале II, чем достигается направленное отвлечение волны. МЭС позволяют создавать направленные ответвители ПАВ, расширять и сжимать лучки ПАВ, изменять траектории лучков, создавать зэфф. отражатели ПАВ, однонаправленные преобразователи и т. д.

Частным случаем звукопроводов являются *волноводы акустические*. На объёмных волнах они представляют собой полоски, ленты или проволоку, в к-рых возбуждаются определённые нормальные моды. Такие волноводы служат в качестве линий задержки на большие времена или в качестве дисперсионных линий задержки, если волноводы возбуждаются на модах, обладающих заметной дисперсией. В случае ПАВ волноводы представляют собой металлич. или диэлектрич. волноводы (рис. 4) и определяют размеры и сечения. Волноводы служат для канализации энергии ПАВ, изменения их направления распространения, увеличения времени задержки и т. д.

Концентраторы — звукопроводы переменного сечения, к-рые служат для увеличения плотности энергии УЗ-волн и для ввода энергии в акустич. волноводы. Для ПАВ — это металлич. или диэлектрич. полоска переменного сечения (рис. 5).

В качестве активных элементов А. используются пьезополупроводниковые монокристаллы, пьезополупроводниковые плёнки или слоистые структуры пьезоэлектрич — полупроводник. В активных

элементах происходит взаимодействие УЗ с электро- нными проводимостями, что позволяет их использовать для усиления и генерации волн, для уравнивания их амплитудой и фазой.

В качестве нелинейных элементов применяются диэлектрик, звукопроводы с большими акустич. параметрами нелинейности, пьезоупругодинамические материалы и слоистые структуры. Их работа ос-

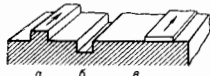


Рис. 4. Типы акустич. волноводов для ПАВ: а — выступ; б — канавка; в — металлическая плёнка.



Рис. 5. Концентратор ПАВ для возбуждения поверхностных волн: 1 — преобразователь; 2 — концентратор; 3 — волновод.

нована на использовании разл. механизмов нелинейного взаимодействия: упругого, пьезоэлектрического, электротриционного, и особенно акустоэлектронного. Кроме того, применяются системы полупроводниковых диодов, связанных с системой электродов, нанесённых на поверхность пьезоэлектрич. звукопровода. Нелинейные элементы позволяют перемещать акустич. сигналы, производить акустич. детектирование, преобразование частоты и другие более сложные преобразования сигналов.

Устройства акустоэлектроники. На основе перечисленных элементов создаются разл. устройства А. К линейным пассивным устройствам А. относят устройства частотной фильтрации (фильтры), акустич. линии задержки, согласованные (оптимизированные) фильтры, или дисперсионные линии задержки, кодирующие и декодирующие устройства. Наибольшее распространение получили акустич. фильтры (пьезоэлектрические, электромеханические, фильтры на обёмных волнах и ПАВ). Они применяются в разл. системах связи от радиовещания и телевидения до космич. связи и радиолокации для выделения полезного сигнала на фоне помех, для интегрирования (накапливания) сигнала с определёнными характеристиками, для изменения частотного спектра сигнала.

Акустич. линии задержки изготавливаются на времена задержки от нсек. до деситков мс с рабочими частотами от нсек. МГц до нсек. ГГц. Дисперсионные линии задержки, в к-рых время задержки зависит от частоты, применяются в качестве оптимальных фильтров для обработки линейно-частотно-модулированных сигналов. Включение активных элементов в акустич. линии задержки позволяет усиливать акустич. сигналы и превращает их в активные устройства. Усиление УЗ-сигнала может осуществляться сверхзвуковым дрейфом носителя. Режим усиления при этом, условиях может быть переведён в режим генерации УЗ-волн. Этот эффект используется для создания акустоэлектронных генераторов монохроматич. сигналов и сигналов со сложным спектром.

Наибольшее распространение получили генераторы сигналов (т. н. осцилляторы), в к-рых резонатор на ПАВ включён в цепь обратной связи транзисторного усилителя. Такие генераторы достаточно просты, малогабаритны и работают в диапазоне частот от 20 МГц до нсек. ГГц. В них возможна электронная перестройка частоты, или частотная модуляция.

Управление фазовой скоростью ПАВ при приложении к кристаллу электрич. поля при изменении его проводимости лежит в основе акустоэлектронных фазовращателей.

Ост. нелинейные устройства А. — приборы аналоговой обработки сигналов — конвольверы (или конволторы) и корреляторы, а также устройства акустич. памяти. Конвольверы предназначаются для по-

лучения функции свёртки $V(t)$ двух сигналов $F_1(t)$ и $F_2(t)$:

$$V(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau) F_2(t - \tau) d\tau.$$

В основе их работы лежит нелинейное взаимодействие бегущих навстречу друг другу акустич. волн одной и той же частоты, отбрасывающих друг друга, представляющих собой сигналы F_1 и F_2 . В результате нелинейного взаимодействия возникает электрич. сигнал на удвоенной частоте, снимаемый интегрирующим электродом. Амплитуда результирующего сигнала пропорциональна интегралу свёртки

$$V(2t) = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau) F_2(2t - \tau) d\tau,$$

скатому в два раза во времени вследствие встречного распространения акустич. волн. В конвольверах используется также взаимодействие волн с разл. частотами. В этом случае интегрирующий электрод выполняется в виде периодич. структуры с периодом, определяемым пространственными свойствами нелинейного сигнала на суммарной или разностной частоте.

Для выполнения операции свёртки используется нелинейное взаимодействие ПАВ в слоистой структуре пьезоэлектрик — полупроводник (рис. 6). Преобразователи 1 и 2 излучают сигналы на частоте ω навстречу

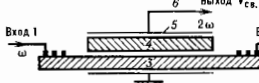


Рис. 6. Устройство свёртки на ПАВ в слоистой структуре пьезоэлектрик — полупроводник: 1 — входной преобразователь; 2 — пьезоэлектрический звукопровод; 3 — пьезоэлектрический звукопровод; 4 — полупроводниковый волновод; 5 — параметрический элемент; 6 — выходная плёнка.

друг другу. При этом электрич. поля, сопровождающие ПАВ в пьезоэлектрич. звукопроводе 3, создают в граничащей с ним полупроводниковой плёнке 4 поперечный ток. Этот ток интегрируется электродом 5, и сигнал с частотой 2ω поступает в приёмное устройство. Аналогичным образом осуществляется работа конвольвера на основе взаимодействия ПАВ в пьезоэлектриках, обусловленного упругим и пьезоэлектрич. механизмом нелинейности. В случае прямоугольных импульсов отбрасывающих взаимодействующих сигналов результирующий сигнал имеет треугольную форму (рис. 7, а), а при взаимодействии двух пар прямоугольных импульсов — форму теслабы (рис. 7, б). В случае симметричных сигналов свёртка совпадает с автокорреляц. ф-цией.



Рис. 7. Форма выходного сигнала V_4 при свёртке: а — двух прямоугольных; б — двух пар прямоугольных импульсов V_1 и V_2 .

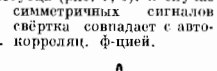


Рис. 8. Обращение акустич. сигнала во времени в устройстве свёртки: а — входной сигнал; б — выходящий сигнал.

Устройство, показанное на рис. 6, позволяет производить обращение сигнала $F_1(t)$ во времени. На входной преобразователь 1 подается сигнал $F_1(t)$ и в момент, когда он проходит под электродом 5, на последний падает δ -импульс (или очень короткий радиоимпульс). В результате нелинейного взаимодействия в направлении к преобразователю 1 распространяется обратная волна, представляющая собой обращённый во вре-

мени сигнал $F_2(t) = F_1(-t)$. Напр., если сигнал $F_1(t)$ представляет собой пару из короткого и длинного импульсов, то в сигнале $F_2(t)$ короткий и длинный импульсы меняются местами (рис. 8).

Корреляторы предназначены для получения ф-ции корреляции $V_{корр}(t)$ двух сигналов:

$$V_{корр}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(t) F_2(t-t) dt.$$

Ф-цию корреляции сигналов можно получить с помощью устройства свёртки, если один из сигналов предварительно обратить по времени. При этом встречное взаимодействие приводит к тому, что сигнал корреляции снова будет сжат в два раза.

В системе мезоэлектрик — полупроводник заряд с операцией свёртки или корреляции осуществляют также сравнительно долговременное запоминание акустич. сигналов; такие устройства наз. устр о й с т в а м и а к у с т и ч. п а м я т и. Запоминание акустич. сигналов обусловлено наличием центров захвата электронов в полупроводнике. В результате нелинейного взаимодействия двух акустич. волн одинаковой частоты, бегущих навстречу друг другу, в системе возникает элетрич. поле с нулевой частотой и пространственным периодом, вдвое меньшим длины акустич. волны. Перераспределение заряда под действием этого поля создаёт объёмный неоднородный заряд на примесных центрах захвата, к-рый будет существовать до тех

длинного акустич. импульсов, то короткий сигнал будет сканировать распределение освещённости. В результате форма выходного сигнала копильера будет соответствовать распределению освещённости вдоль акустич. пучка.

Лит.: Каринский С. С., Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах, М., 1975; Доверчивосте акустические волны — устройства в мезоэлектронике, пер. с англ. Г. ШИРР, 1976, т. 04, № 5; Гуляев В. В., Акустоэлектронные устройства для систем связи и обработки информации, в кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники, под ред. В. А. Ковалыкова, М., 1980; Поварухин А. А., Акустоэлектроника, пер. с англ., М., 1981; Дкелска и др., Р у а б е Д., Уругуне волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов, пер. с франц., М., 1976.

В. Е. Ламов, В. М. Левин, Д. А. Черноватонский, АКУСТОЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (АЭВ) — взаимодействие акустич. волн с электронами проводимости в полупроводниках и металлах. Смещение атомов решётки, вызванное УЗ-волной, приводит к изменению *внутрикристаллических полей*, что сказывается на распределении и характере движения электронов проводимости. В свою очередь перераспределение электронов и их направленное движение изменяют картину деформаций, а следовательно, и характер распространения акустич. волны в кристалле.

При АЭВ происходит обмен энергией и импульсом между УЗ-волной и электронными проводимостями. Передача энергии от волны к электронам приводит к доплеровскому поглощению УЗ, а передача импульса — к *акустоэлектрическому эффекту*. Когда в проводнике имеет место направленное движение электронов со сверхзвуковой скоростью, они отдают часть энергии своего направленного движения волне, в результате чего возникает усиление УЗ. Кроме того, вследствие АЭВ в проводниках возникает ряд специфич. механизмов нелинейности акустич. волн, обуславливающих разнообразные нелинейные эффекты.

АЭВ представляет собой взаимодействие электронов с колебаниями длинноволновой части акустич. спектра ($\hbar\omega \ll kT$, где T — темп-ра, ω — частота колебаний), при описании к-рых кристалл рассматривается как упругий континуум, а колебания решётки — как волны упругой деформации. В пределе высоких частот АЭВ эквивалентно *электронно-фононному взаимодействию*.

Механизм АЭВ. В процессе АЭВ сила F , действующая на свободные носители со стороны деформирующей решётки, вызывает электронные ток и перераспределение носителей. Возникающие при этом аз-матн. поля частично компенсируют силу F , и реально действующая сила оказывается в результате экранирования в s (ω, k) раз меньше (s — диэлектрич. проницаемость кристалла; ω и k — частота и волновой вектор УЗ-волны). Перераспределение зарядов и индукция поля действуют на решётку с силой, объёмная плотность к-рой пропорциональна в конечном итоге амплитуде деформации. В зависимости от типа кристалла и диапазона УЗ-частот сила, возникающая в системе решётка — носители, имеют разн. происхождение.

В п о л у п р о в о д н и к а х АЭВ определяют два осн. механизма. Общим для всех материалов является взаимодействие через *деформационный потенциал*, обусловленное локальными изменениями ширины запрещённой зоны полупроводника под действием деформации. В результате на электрон действует сила F , пропорциональная градиенту деформации S : $F = D \partial S / \partial x$ с константой деформ. потенциала D , к-рая зависит от направления распространения и поляризации УЗ-волны. В свою очередь, на решётку действует сила, пропорциональная градиенту функции распределения носителей $g(p, r, t)$:

$$f = \int dp \frac{\partial g}{\partial x} D,$$

где p — импульс электрона, r — его радиус-вектор, t — время. Взаимодействие через деформ. потенциал

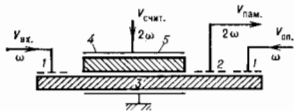


Рис. 9. Схема устройства акустической памяти: 1 — входные преобразователи; 2 — выходные преобразователи; 3 — звуковолновод — пластина LiNbO₃; 4 — полупроводниковая пластина (Si или CdS) с электродом 5.

пор, пока тепловые процессы не выровняют это неоднородное распределение. Т. о., время памяти определяется временем релаксации для примесных состояний полупроводников. Использование легированного кремния позволяет запоминать акустич. сигналы на время в неск. сотен мкс, а сернистого кадмия — до 10 мс. Охлаждение кристалла дополнительно увеличивает время памяти. Считывание запомненного сигнала осуществляется подачей на электрод 5 (рис. 9) сигнала на удвоенной частоте (короткого считывающего импульса). Считанный сигнал снимается выходным преобразователем 2. Кроме того, в устройствах акустич. памяти используют взаимодействие акустич. сигнала частоты ω с однородным элетрич. полем той же частоты. В результате этого запоминается периодич. структура с периодом, равным длине акустич. волны. Считывание осуществляется подачей на электрод сигнала той же частоты ω . Устройство памяти позволяет не только запоминать сигнал, но и проводить его корреляц. обработку.

Сигнал свёртки, как и сигнал акустич. памяти, зависит от проводимости полупроводника. Неоднородность проводимости изменяет форму выходного сигнала, поэтому по его форме можно акустич. методами контролировать однородность элетрич. параметров полупроводниковых материалов, а по сигналу памяти — измерять время релаксации примесных состояний.

Нелинейные акустоэлектронные устройства применяются также для сканирования оптич. изображений и преобразования их в элетрич. сигнал. Так, при освещении фоточувствит. полупроводника в устройстве свёртки (рис. 6) распределение освещённости оптич. изображений задает распределение проводимости. Если в такой структуре проводить свёртку короткого и

растёт с увеличением частоты УЗ и поэтому эффективно на высоких частотах в неполярных полупроводниках (Ge, Si и др.) и полуметаллах (висмут и др.).

В полупроводниках без центра симметрии наблюдается пьезоэлектрич. взаимодействие в к-ром деформация сопровождается появлением элетрич. поля и, наоборот, элетрич. поле вызывает деформацию кристалла. На электрон в звуковой волне действует сила

$$F = -\frac{4\pi e b}{\epsilon_0} S,$$

пропорциональная деформации (e — заряд электрона, b — пьезокоэф., ϵ_0 — диэлектрич. проницаемость решётки). Объёмная сила, действующая на решётку, пропорциональна градиенту элетрич. поля E , индуцированного УЗ-волной: $f = \beta \nabla E - \beta \Delta \phi$.

Сильная анизотропия пьезоэффекта приводит к зависимости АЭВ от направления распространения и поляризации УЗ-волны. Пьезоэлетрич. взаимодействие — основной механизм АЭВ в пьезополупроводниках (CdS, ZnO, GaAs, InSb, Te и др.) вплоть до частот порядка 10—100 ГГц, выше к-рых взаимодействие через деформ. потенциал становится преобладающим. В ряде centrosимметрич. кристаллов — *сегнетоэлектриков* (SbSI, BaTiO₃ и др.) за счёт эффекта *электрооптрики* и больших внутр. элетрич. полей $E_{\text{вн}}$ возникает АЭВ, к-рое формально сводится к пьезоэлетрическому. При этом эфф. пьезоконстанта $\beta_{\text{эфф}} = aE_{\text{вн}}$, где a — константа электрооптрики.

В металлах из-за большой концентрации электронов они наряду с ионной решёткой определяют упругие свойства материала. АЭВ возникает как результат действия на электроны и ионы решётки самосогласованного эл.-магн. поля, вызванного движением электронов. Для продольного звука это поле имеет электростатич. характер; в случае поперечного звука на электроны и ионы действует вихревое элетрич. поле. Наряду с силами, определяемыми макроскопич. эл.-магн. полем звуковой волны, на электроны действуют также силы, обусловленные локальным изменением электронного закона дисперсии при деформации кристалла. Поскольку со звуковой волной эффективно взаимодействует лишь небольшое число электронов, принадлежащих *ферми-поверхности*, то такое взаимодействие определяется потенциалом деформации, описывающим локальное возмущение поверхности Ферми. Нередко, особенно при квантовомеханич. описании АЭВ в металлах, всё взаимодействие описывается в терминах эфф. деформ. потенциала. Эл.-магн. механизм взаимодействия помимо металлов проявляется в полуметаллах и полупроводниках с решёткой, содержащей большое число заряд. примесей.

В кристаллах с выраженным эффектом *магнитострикции* возможно АЭВ, обусловленное переменным магн. полем, пропорциональным деформации. Оно характерно для ферромагн. металлов (никель, кобальт) и сплавов, а также др. магн. материалов и зависит от спонтанной намагниченности и напряжённости внеш. магн. поля.

Экранирование. Эффективность АЭВ определяется не только величиной сил, действующих на электроны, но и характером нестационарной электронной подсистемы под действием этих сил. В результате экранирования эффекты АЭВ зависят от высокочастотной электронной проводимости — отклика электронов на переменное и неоднородное элетрич. поле, индуцированное УЗ. Зависимость проводимости от частоты, внеш. элетрич. и магн. полей, тем-ры проявляется в акустич. характеристиках проводника.

Экранирование приводит к сложной частотной зависимости АЭВ. Её характер определяется соотношением между длиной акустич. волны λ и длиной свободного пробега электрона l_e . В случае, если электрон на длине волны испытывает большое число соударений ($kl_e =$

$= 2\pi l_e/\lambda \ll 1$), акустич. волна взаимодействует с электронными сгустками — возмущениями элетрич. плотности. Поведение электронного газа в этом случае хорошо описывается уравнения гидродинамики. Именно в этом диапазоне частот проявляется релаксация, характер процесса экранирования; степень экранирования зависит от соотношения между периодом колебаний и временем элетрич. релаксации $\tau_e = \epsilon_0/\sigma_0$ (σ_0 — статич. проводимость). При $\omega\tau_e \ll 1$ внеш. сила экранируется почти полностью. С ростом частоты степень экранирования уменьшается, но одновременно уменьшается и длина волны — характерное расстояние, на к-ром действует внеш. сила. Поэтому на высоких частотах, когда λ становится меньше пространств. масштаба экранирования — радиуса Дебая — Хюккеля $r_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T / 4\pi n e^2}$ (v_e — тепловая скорость электрона, n_0 — плотность электронов), степень экранирования вновь велика. Миним. экранирование возникает при $kl_e r_D = 1$.

Когда длина свободного пробега велика ($kl_e \gg 1$), акустич. волна взаимодействует с отд. электронами. Осн. вклад в АЭВ вносит небольшая группа движущихся в фазе с волной электронов, проекция скорости e к-рых на направление распространения волны близка к скорости звука ($kv \approx \omega$). Для остальных электронов взаимодействие с волной малоэффективно, поскольку на длине свободного пробега действующая на них сила много раз меняет знак.

Эффекты акустоэлектронного взаимодействия. На опыте АЭВ проявляется либо непосредственно как эффект увеличения носителей заряда акустич. волной, либо в виде зависимости параметров акустич. волны (ее скорости, коэф. поглощения и др.) от концентрации носителей проводимости, величины внеш. элетрич. и магн. полей. АЭВ — одна из причин *дисперсии звука* в твёрдых телах. Получая в процессе АЭВ энергию, электроны рассеивают её при столкновениях с дефектами и тепловыми фононами, обуславливая элетронное поглощение УЗ. Зависимость коэф. поглощения от частоты при этом может отличаться от квадратичной, предсказываемой классич. теорией (см. *Поглощение звука*). В полупроводниках в сильном элетрич. поле поглощение звука смешается его усилением. Усиление элетрич. полем НЧ-фононов (акустич. шумов) приводит к развитию элетрич. неустойчивости в полупроводниках и возникновению *акустоэлетрич. джоуля*. АЭВ является источником элетронной акустич. нелинейности, к-рая обуславливает зависимость от элетронных параметров амплитуд акустич. волн, возникающих в результате нелинейного взаимодействия, эффекты *элетроакустического эха* в полупроводниках и др.

Электронное поглощение УЗ в металлах является основным при низких темп-рах. В длинноволновой области ($kl \ll 1$) элетронное поглощение обусловлено вязкостью электронного газа; коэф. поглощения α при этом пропорционален времени τ между соударениями электронов и квадрату частоты:

$$\alpha = A \frac{n_0 e^2 F}{\rho v^3} \omega^2,$$

где eF — энергия Ферми, ρ — плотность металла, v_e — скорость звука, A — числовой коэф. Температурная зависимость элетронного поглощения определяется зависимостью $\tau(T)$. С понижением темп-ры время между соударениями увеличивается, а вместе с ним растёт и элетронное поглощение. В области коротких волн ($kl \gg 1$) коэф. поглощения линейно увеличивается с ростом частоты

$$\alpha = A' \frac{n_0 m v_e F}{\rho v^3} \omega,$$

где v_e — фермиевская скорость электрона, m — его масса, A' — числовой коэффициент. Коэф. поглощения α не содержит зависимости от τ , а следова-

тельно, не зависит от механизма рассеяния носителей и слабо зависит от темп-ры.

Особый характер имеет акустич. поглощение в металлах, помещённых в постоянное магн. поле. В магн. поле траектории электронов искривляются, и в достаточных сильных полях, для к-рых циклотронная частота $\omega_H = eB/mc$ (B — магн. индукция, c — скорость света) значительно превосходит частоту соударений $1/\tau$ ($\omega_H \tau \gg 1$), движение приобретает периодич. характер. Траектории такого движения определяются топологией поверхности Ферми. В общем случае коэф. поглощения имеет тот же порядок, что и в отсутствие поля. Однако, когда на характерном размере траекторий электрона (диаметр орбиты для замкнутых траекторий или пространств. период для открытых) укладывается целое число длин волн, поглощение сильно возрастает. В результате возникает осцилляц. зависимость коэф. поглощения от частоты или магн. поля: взаимодействия волны с электронами на замкнутых траекториях определяет *геометрические осцилляции*, а на открытых траекториях — *магнитоакустический резонанс*. При низких темп-рах в сильных магн. полях ($\hbar\omega_H \gg kT$) возникают квантовые осцилляции — периодич. зависимость коэф. поглощения α_3 от величины $1/B$ (рис. 1), обусловленная квантованием движения электронов в магн. поле (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). По своему происхождению квантовые осцилляции поглощения α_3 аналогичны *Шубникова — де Хааса эффекту*. Наконец, при $\omega_H \tau \gg 1$ возможно наблюдение акустич. циклотронного резонанса.

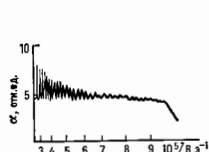


Рис. 1. Гигантские квантовые осцилляции коэффициента поглощения ультразвука в длине на частоте 220 МГц при $T = 4,2$ К.

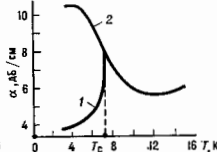


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента продольных звуковых волн в свинце на частоте 50 МГц: 1 — в сверхпроводящем состоянии; 2 — при разрушении сверхпроводимости магнитным полем.

Акустич. поглощение в сверхпроводниках происходит только из-за взаимодействия акустич. волны с «нормальными» электронами; сверхпроводящие электроны в поглощении звука не участвуют. Поскольку с уменьшением темп-ры число «нормальных» электронов уменьшается, то при темп-ре $T < T_c$ (T_c — темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние) коэф. поглощения звука падает, стремясь к нулю при $T \rightarrow 0$ (рис. 2, кривая 1).

Электронное поглощение α_3 в полупроводниках — осн. механизм поглощения в широком диапазоне темп-р и частот. Неж. механизмы АЭВ, наличие разл. типов носителей и примесных центров, возможность изменения концентрации и подвижности, влияние электрич. и магн. полей приводит к сложной картине акустич. поглощения в полупроводниках. В неэкоуполупроводниках неэкоуполупроводниках АЭВ преобладает над всеми другими при темп-рах вплоть до комнатных и в диапазоне частот вплоть до десятков Гц и даёт осн. вклад в поглощение по сравнению с др. механизмами диссипации акустич. энергии. Для комнатных темп-р, когда длина свободного пробега электрона много меньше длины волны ($kl_e \ll 1$), коэф. поглощения имеет вид

$$\alpha = \frac{1}{2} K^2 \frac{\omega}{v_s} \frac{\sigma_{\text{ж}}}{(\omega \tau_m)^2 + (1 + k^2 r_D^2)},$$

где $K^2 = 4\pi^2 \beta^2 / \epsilon_0 \rho v_s^2$ — коэффициент электромеханической связи.

При низких темп-рах, когда $kl_e \gg 1$, коэф. поглощения

$$\alpha = \frac{\pi^2}{8} K^2 \left(\frac{v_s}{v_F} \right) \frac{\hbar^2 r_D^2}{[1 + k^2 r_D^2]^2} \frac{\omega}{v_s}$$

не зависит от времени между соударениями τ , а следовательно, слабо зависит от темп-ры. В обоих случаях с увеличением частоты поглощение растёт и коэф. α достигает максимума, равного $\alpha_{\text{макс}} = K^2 \omega / 2v_s$, при $\omega = v_s / r_D$ (рис. 3, кривая 1), а затем убывает вследствие кулоновского экранирования. Последнее определяет и зависимость коэф. поглощения от концентрации носителей n_0 : он сначала растёт пропорционально n_0 , а затем, проходя через максимум, падает как $1/n_0$. При всех разумных концентрациях носителей поглощение α_3 в неэкоуполупроводниках значительно эффективнее при $kl_e \ll 1$, т. е. в области комнатных темп-р.

Значит, электронное поглощение, обусловленное АЭВ через деформационный потенциал, наблюдается в многоатомных полупроводниках (Ge, Si) и полуметаллах (Bi), где энергия электрона имеет неск. минимумов (долин), расположенных в разл. точках зоны Бриллюэна. При опред. направлении распространения волны на электроны, припадающие двум разл. минимумам, вследствие АЭВ будут действовать силы, равные по

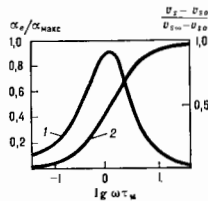


Рис. 3. Зависимость электронного коэффициента поглощения (1) ультразвука α_3 и изменения скорости звука (2) от величины $\omega \tau_m$.

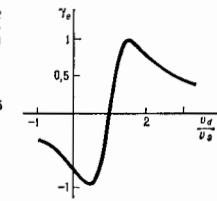


Рис. 4. Зависимость электронного коэффициента усиления ультразвука γ_e от дрейфовой скорости электронов v_d .

величине, но противоположные по направлению. Тогда неоднородный объёмный заряд не образуется и экранирование оказывается слабым. Коэф. поглощения в этом случае монотонно растёт с увеличением n_0 и в кристаллах с высокой концентрацией достигает значит. величин.

В сильных магн. полях при низких темп-рах в вырожденных полупроводниках и полуметаллах наблюдаются те же резонансные осцилляции, зависимости, что и в металлах. В невырожденных полупроводниках возможно наблюдение только акустич. *циклотронного резонанса*.

Электронная дисперсия скорости звука v_s — наиболее значительная в неэкоуполупроводниках, где она достигает неск. процентов. Дисперсия носит релаксационный характер: на НЧ электроны почти полностью экранируют пьезоэлектрич. поля и скорость звука равна значению $v_{\text{ж}}$, определяемому только упругими свойствами кристалла. На больших частотах ($k r_D \gg 1$) влияние электронов незначительно и скорость звука равна её значению в пьезоэлектрике $v_s = v_{\text{ж}} \sqrt{1 + K^2}$ (рис. 3, кривая 2).

Усиление α_3 в полупроводниках возникает, когда имеется направленное движение (дрейф) носителей заряда вдоль распространения волны. Дрейф создаётся внеш. электрич. полем. С ростом поля движение электронов сначала уменьшает коэф. поглощения (рис. 4), а затем при скорости дрейфа v_d , равной v_s , обращает его в нуль. При сверхзвуковом

двигания ($v_d > v_s$) возникает электронное усиление УЗ; оно происходит за счёт энергии источника, поддерживающего сверхзвуковую дрейф носителей. С ростом напряжённости внешнего поля усиление растёт линейно, достигает максимума, а затем начинает уменьшаться, поскольку при больших дрейфовых скоростях электроны не успевают эффективно взаимодействовать со звуковой волной (рис. 4). В пьезополупроводниках при $k l_e \ll 1$ коэф. электронного усиления

$$\gamma_e = \frac{1}{2} K^2 \frac{a_0}{v_s} \frac{(\omega v_d) \left(\frac{v_d}{v_s} - 1 \right)}{(\omega v_d)^2 \left(\frac{v_d}{v_s} - 1 \right) + (1 + k^2 l_e^2)^2}$$

достигает максимума, равного $k^2/4(1+k^2 l_e^2)$, при значении дрейфовой скорости

$$v_d = v_s \left[1 + (1 + k^2 l_e^2) / \omega v_d \right],$$

достаточно близком к v_s . В случае $k l_e > 1$ зависимость $\gamma(v_d)$ остаётся линейной вплоть до значений v_d , близких к тепловой (или фермиевой) скорости электронов

$$\gamma = \alpha \left(\frac{v_d}{v_s} - 1 \right),$$

где α — коэф. электронного поглощения в отсутствие дрейфа.

Усиление УЗ возможно, если только оно превосходит поглощение, обусловленное решёткой. На опыте наблюдаются усиление УЗ в пьезополупроводниках (GaS, GaSe, Te, GaAs, InSb и др.) в диапазоне частот 10^{-4} – 10^4 МГц при темп-рах от теплых до комнатных. Значения экспериментально наблюдаемых инкрементов составляют 20–80 дБ/см. При низких темп-рах наблюдаются также усиление УЗ в неполярных полупроводниках (Ge) и полуметаллах (Bi).

Электронная акустич. нелинейность. Рассмотренные выше эффекты относились к распространению достаточно слабого УЗ. С повышением интенсивности звуковой волны всё большую роль начинают играть нелинейные эффекты, искажающие её форму, ограничивающие рост её интенсивности при усилении или уменьшающие её затухание. В проводящих средах, помимо обычного решётчного ангармонизма, существует специфич. механизм нелинейности, связанный с захватом электронов проводимости в миниумов потенциальной энергии элечтрич. поля, сопровождающего акустич. волну (т. н. электронная акустич. нелинейность). В полупроводниках такой механизм нелинейности становится существенным при интенсивности УЗ, значительно меньших тех, при к-рых скапливается ангармонизм решётки, характерный для диэлектриков. Захват электронов элечтрич. полем волны приводит к разл. эффектам в зависимости от соотношения между длиной звуковой волны и длиной свободного пробега электрона.

Для НЧ-звука ($k l_e \ll 1$) в пьезополупроводниках осев. роль играет пространственное нераспределение носителей: с ростом интенсивности звука растёт число электронов, захваченных в потенциальных ямах, созданных переменным пьезопотенциалом φ_{-} (т. н. концентрац. нелинейность). Когда глубина потенциальных ям $-\varphi_{-}$ превышает тепловую энергию электронов kT , носители застревают в ямах и оказывают меньшее воздействие на волну. В результате электронное усиление (поглощение) звука падает с ростом его интенсивности, а форма волны существенно отличается от синусоидальной.

При распространении ВЧ-звука ($k l_e > 1$) в металлах, полуметаллах и полупроводниках акустич. волна значительно искажает распределение по импульсам тех электронов, к-рые движутся в фазе с волной и эффективно взаимодействуют с ней (т. н. импульсная акустич. нелинейность). Это искажение тем сильнее, чем больше интенсивность звука, а также время между соударениями, определяющее время жизни электрона

в потенциальной яме. С ростом интенсивности всё больше электронов движутся в фазе с волной и не взаимодействуют с ней, что приводит к уменьшению усиления или поглощения звука. Импульсная акустич. нелинейность аналогична нелинейному *Ландау* затуханию эл.-магн. волн в плазме. Имеется и ряд др. электронных механизмов акустич. нелинейности, связанных, напр., с разогретом электронного газа УЗ-волной, захватом носителей на примесные центры — ловушки и т. д.

Ведствие электронной акустич. нелинейности при распространении УЗ-волны в кристалле вызывает элечтрич. поля и токи не только на частоте УЗ, но и на частотах гармоник. Обратное воздействие этих полей на решётку приводит к генерации акустич. гармоник. Аналогичным образом при одноврем. распространении в кристалле неск. УЗ-волн электронная нелинейность служит причиной нелинейного взаимодействия акустич. волн (см. *Пешинская акустика*). При воздействии на кристалл переменным элечтрич. (эл.-магн.) полем электронная нелинейность обеспечивает параметрич. усиление акустич. волн на субгармонич. частотах внея. поля, эффект обратности акустич. волнового фронта, к-рый лежит в основе *электроакустического зпа*, и др. эффекты.

Эффекты АЗВ в полупроводниках применяются в *акустоэлектронике* при создании приборов для усиления и генерации волн, управления амплитудой и фазой волны, выполнения логических операций с сигналами. АЗВ в металлах широко используется для изучения формы поверхности Ферми.

Лит.: Гуревич В. Л., Теория акустических свойств *пьезоэлектрических полупроводников*, «ФТП», 1968, т. 2, в. 11, с. 1537; Иустово в. И. И., Взаимодействие электронных потоков с упругими волнами решетки, «ФАН», 1969, т. 97, в. 2, с. 257; Такер Дж., Рэмплтон В., Гипперчук в фононе твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Акустоэлектроника полупроводников и металлов, М., 1978; Акустоэлектроника полупроводников и металлов, В. М. Лыков, Л. М. Черноватский, АКЦЕПТОРНАЯ ПРИМЕСЬ (от лат. *асцептор* — примагниющий) — примесь в полупроводнике, ионизация к-рой сопровождается захватом электронов из валентной зоны или с *донорной примеси*. Типичный пример А. п. — атомы элементов III группы (В, Al, Ga, In) в элементарных полупроводниках IV группы — Ge и Si. В сложных полупроводниках А. п. могут быть атомы электроприат. элементов (O, S, Se, Te, Cl и др.), избыточные по отношению к составу, отвечающему стехиометрич. ф-ле. Введение А. п. сообщает данному полупроводнику дырочный характер проводимости, т. е. ионизация А. п. приводит к появлению дырок в валентной зоне, что описывается как переход электрона из валентной зоны на уровень А. п., расположенный в запрещённой зоне.

А. п. характеризуется энергией, необходимой для такого перехода (энергией ионизации А. п. ϵ_i). А. п. с энергией ионизации порядка тепловой энергии kT (мелкие А. п.) описываются водородоподобной моделью. Энергия ионизации такой А. п. в $e^2 m_0^* / 4 \epsilon_0 \epsilon$ раз меньше энергии ионизации атома водорода ~ 40 эВ (ϵ — *диэлектрическая проницаемость* полупроводника, m_0 — масса свободного электрона, m^* — *эффективная масса* дырок) порядка 10 – 100 мэВ.

Лит.: Бонч-Бруевич в. Р. 1., Калавашинов С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; З. М. Динштейн, АЛГЕБРА РЕЗОНАНСОВ — система *перестановочных соотношений* между компонентами разл. локальных токов и ядия и тот же момент времени. В частности, для временных компонент *SU* (3)-октетов токов эта алгебра замкнута (т. е. коммутатор токов выражается через сами токи):

$$\left[j_{\pm}^k(x), j_{\pm}^l(x') \right]_{x_0=x'_0} = i\delta(x-x') j^{klm} j_{\pm}^m(x),$$

$$\left[j_{\pm}^k(x), j_{\pm}^l(x') \right]_{x_0=x'_0} = 0, \quad (1)$$

где $\delta(x-x')$ — *дельта-функция* Дирака, j^{klm} — т. н. структурные константы группы *SU* (3), $\lambda^k \lambda^l = -\lambda^l \lambda^k =$

$= 2i\{k^i k^j = \lambda^2 \sigma^k - \text{Гелл-Манн матриц, действующие в пространстве } u, d, s\text{-кварков, } k, l, m = 1, 2, \dots, 8, \text{ а значки } i \text{ означают "плюс" и "минус" компоненты векторов } (V_\mu) \text{ и аксиальных } (A_\mu) \text{ токов; } V_\mu \pm A_\mu, \mu = 0, 1, 2, 3 \text{ (используется система единиц } \hbar = c = 1). \text{ В пределе нулевой массы } \pi\text{-мезона токи } j_{0\pm}^k(x) \text{ являются плотностями сохраняющихся зарядов и А. т. описывает киральную симметрию.}$

Авалогичные соотношения для пространств компонент токов содержат в правой части производные от δ функций — т. н. инвариантные члены.

Переставочные соотношения (1) имеют такой же вид, как и для токов, составленных из полей свободных кварков. В *квантовой хромодинамике* (КХД) это объясняется свойством *асимптотической свободы*: на малых расстояниях эфф. константа связи (*губбенштейн-варья*) мала и сильным взаимодействием можно пренебречь.

А. т. сформулирована как эвристик. утверждение М. Гелл-Манном (M. Gell-Mann) в нач. 1960-х гг. до появления совр. кварковых теорий (КХД, теории электрослабых взаимодействий). Она дает возможность получить ряд соотношений, допускающих неопределенности, сравнение с опытом. Эти соотношения носят характер *правил сумм* (т. е. предсказаний для интегралов от наблюдаемых сечений) или *низкоэнергетич. теорем*, т. е. предсказаний для амплитуд процессов в пределе нулевых 4-импульсов одной или неск. частей. Используя дисперсионные соотношения (см. *Дисперсионные соотношения методом*), значение амплитуды при нулевых 4-импульсах иногда (напр., для πN -рассеяния) удается переписать в виде интегралов от сечений, так что одно и то же предсказание может фигурировать и как правило сумм, и как низкоэнергетич. теорема.

Одно из наиболее известных следствий А. т. — соотношение Адлера — Вайсбергера [сформулировано С. Адлером (C. Adler) и У. Вайсбергером (W. I. Weissberger) в 1965] для т. н. аксиальной константы β -распада нуклона g_A , определяющей матричный элемент *аксиального тока* для перехода $n \rightarrow p$ (эксперим. значение $g_A \approx 1,2$):

$$\frac{1}{g_A^2} - 1 + \frac{2m_N^2}{\pi g_{\pi N}^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{q dv}{v^2} [\sigma_{\pi^- p}(v) - \sigma_{\pi^+ p}(v)]. \quad (2)$$

Здесь m_N — масса нуклона, $g_{\pi N}$ — константа связи π -мезона с нуклоном ($g_{\pi N}^2 \approx 14,6$), $\sigma_{\pi^\pm p}$ — полное сечение взаимодействия π^\pm -мезонов с протоном, m_π — масса π -мезона, v и q — его энергия и величина импульса в лаб. системе. Правило сумм (2) может быть представлено в виде *низкоэнергетич. теоремы* — предсказания для разности *ближ. рассеяния* π^+ - и π^- -мезонов на нуклоне. Соотношение (2) хорошо (в пределах 10%) согласуется с опытом. Остающиеся расхождения связаны с нарушением переставочных соотношений (1), а с тем, что при выводе (2) приходится пренебрегать массой π -мезона, поскольку точка нулевого 4-импульса π -мезона является инфинитесимой.

Сочетание А. т. с гипотезой частичного сохранения аксиального тока (см. *Аксиальный ток: частичное сохранение*), учитывающей конечную массу π -мезона, оказалось особенно плодотворным для слабых и эл.-магн. процессов (поскольку многие распады частиц связаны с испусканием π -мезонов). В общем виде амплитуда испускания π -мезона с 4-импульсом $q \rightarrow 0$ совпадает к матричному элементу одновременного коммутатора гамилтониана взаимодействия $H(0) = H(x_0=0, \mathbf{x}=0)$ с аксиальным током:

$$\langle B | \pi^a | H(0) | A \rangle_{q \rightarrow 0} \rightarrow i f_\pi^{-1} \times \\ \times \left\langle B \left[H(0), \int A_\mu^a(x) d^3x \right]_{x_0=0} | A \right\rangle, \quad (3)$$

где π^α — иппоние состояние, $\alpha = 1, 2, 3$ — изотопич. индекс, A, B — адронные состояния, f_π — константа $\pi \rightarrow \pi$ -распада (см. *Вакуумный конденсат*, формула (4)) ($f_\pi \approx 93$ МэВ). Гамильтониан слабого и эл.-магн. взаимодействия $H(0)$ строится из токов V_μ и A_μ , так что А. т. позволяет найти одновременный коммутатор в правой части соотношения (3). В результате возникают соотношения между амплитудами процессов с разным числом π -мезонов, напр.:

$$A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \sqrt{2} f_\pi A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0), \\ q(\pi^0) = 0, \quad (4)$$

где $A(K_S^0 \rightarrow 2\pi)$, $A(K_L^0 \rightarrow 3\pi)$ — амплитуды соответствующих слабых неленитовых распадов нейтральных короткоживущих (K_S^0) и долгоживущих (K_L^0) K -мезонов; значение амплитуды при $q(\pi^0) = 0$ получают экстраполицией эксперим. данных из физ. области. Сравнение этого и др. подобных соотношений с опытом позволило проверить правильность как самой А. т. (1), так и разл. предположений о структуре слабого взаимодействия.

А. т. и после создания совр. кварковых теорий остается наиболее надежным способом описать взаимодействия адронов при низких энергиях, исходя непосредственно из вида лагранжиана КХД (в тех случаях, когда применение А. т. возможно).

Лит.: Адлер С., Дашен Р., Алгебры токов и их применение в физике частиц, пер. с англ., М., 1970.

АЛГЕБРАИЧЕСКИЙ ПОДХОД в квантовой теории поля — направление, использующее аппарат теории алгебр для исследования квантовополевых систем, описываемых в естественных для квантовой механики терминах *наблюдаемых* и состояний. Эти два понятия возникли при выяснении алгебраич. структуры нерелятивистской квантовой механики в кон. 1920-х гг. в работах Дж. фон Неймана (J. von Neumann), П. Дирака (P. Dirac), П. Йордана (P. Jordan). А. и., возникший на рубеже 50-х и 60-х гг., явился нетривиальным обобщением идей и построений этих работ на релятивистскую квантовую теорию. В первую очередь своего развития он выступил в качестве одного из направлений *аксиоматической квантовой теории поля* и, подобно др. направлениям, строился в виде аксиоматич. формализма, в к-ром принимаются лишь миним. число фундам. физ. положений (аксиом) и стремится вывести наиболее полную систему строгих следствий из этих аксиом. В этот период были сформулированы два варианта аксиоматич. А. и.: конкретный, или подход Хаага — Араки (P. Haag (V. Haag), X. Araki (H. Araki), 1957—62), и абстрактный, или подход Хаага — Каствлера [Хааг, Дж. Каствлер (D. Kastler), 1964]. Прямым обобщением квантовополевых соотношения наблюдаем \leftrightarrow эрмитов оператор является центр. ливание обоих подходов — т. н. алгебра локальных элементов на билинейных элементах, с самосопряженными элементами представляющей собой физ. наблюдаемые, измеримые в заданной огранич. области пространства Мияковского M (обычная локальная квантовая теория поля оперирует не только с наблюдаемыми величинами и относит их не к конечной области, а к точке). Физ. теория определяется заданием фундам. соответствия $O \rightarrow \mathfrak{A}(O)$, где O — любая открытая огранич. область из M , $\mathfrak{A}(O)$ — алгебра локальных наблюдаемых данной области. В подходе Хаага — Араки $\mathfrak{A}(O)$ выбирается из класса алгебр фон Неймана, а в подходе Хаага — Каствлера — из класса абстрактных C^* -алгебр. На фундам. соответствие $O \rightarrow \mathfrak{A}(O)$ и налагается с и с тем а к с и м, включающая физ. требования причинности, релятивистской ковариантности и спектральности.

Набор алгебр $\mathfrak{A}(O)$, удовлетворяющих системе аксиом, наз. с е т ь ю л о к а л ь н ы х а л г е б р. Изучение таких сетей ставит двоякую задачу: выяснение свойств отд. алгебры $\mathfrak{A}(O)$ и связи между алгебрами

разл. областей. Результаты 1-го рода включали в себя анализ свойств центра $\mathfrak{A}(O) \cap \mathfrak{A}(O')$ алгебры $\mathfrak{A}(O)$ (\cap — знак пересечения), выяснение её типа (по классификации алгебр фон Неймана). Важным результатом являлся здесь, в частности, теорема Рее — Шлидера [X. Ree (H. Reeh), Z. Шлидер (S. Schlieder), 1962], утверждающая, что, сохраняя операции, локализованные в произвольной, сколь угодно малой области, можно получить состояние, сколь угодно близкое к любому заданному состоянию. Среди разнообразных связей между алгебрами $\mathfrak{A}(O)$ физ. интерес представляют в первую очередь т. н. причинные соотношения, связывающие между собой алгебры взаимно пространственноподобных областей и выражающие взаимную независимость процессов, протекающих в таких областях, а также «состояния зависимости», утверждающие, что все физ. наблюдаемые нек-рой области O в действительности исчерпываются наблюдаемыми определ. подобласти $O_1 \subset O$, т. е. $\mathfrak{A}(O) = \mathfrak{A}(O_1)$. Обширный набор таких соотношений, полученных в рамках А. п., позволил дать подробное описание причинной структуры квантовополевой теории и обнаружить ряд закономерностей релятивистских квантовых процессов.

При большой общности и строгости результатов аксиоматич. А. п. не передавал, однако, многих важных особенностей структуры и поведения квантовополевых систем. Главным проблем в его схеме было отсутствие представлений о квантованном поле: последнее не входило в аксиоматику наблюдаемых ни в качестве первичного, независимого объекта, ни в качестве вторичного, как-то определяемого через наблюдаемые. Преодоление этого проблема стало центр. задачей А. п. на следующем этапе его развития, связанном в первую очередь с циклом работ Хааса, С. Долилера (S. Doplicher) и Дж. Робертса (J. Roberts) 1969—74. Было выяснено, что наблюдаемые и квантованные поля связаны между собой прежде всего посредством правил супероборота. Явление правил супероборота (открыто в 1952, но в то время не причислявшееся к ключевым свойствам квантовополевых систем) заключается в существовании особого класса наблюдаемых, измерения к-рых совместимы с измерениями любых др. наблюдаемых; «супероборотные операторы», отвечающие таким наблюдаемым, должны коммутировать с операторами всех наблюдаемых. Подобными наблюдаемыми являются, напр., полый электрич. заряд квантовой системы, её тип статистики. При наличии в системе правил супероборота её пространств состояний разбивается на т. н. когерентные супероборотные секторы, представляющие собой векторами всех супероборотных операторов; при этом состояния из разных секторов различаются между собой собственными значениями супероборотных операторов — т. н. супероборотными квантовыми числами. Именно здесь и возникает понятие поля: в полном согласии с интуитивным представлением о квантованном поле как переносителе заряда и др. квантовых чисел поле оказывается оператором перенесения когерентных супероборотных секторов — оператором, к-рый переводит векторы состояния из одного сектора в другой и, кроме того, удовлетворяет определ. нестандартным соотношениям с др. подобными операторами (что связано с требованиями определ. спина и статистики полей). В упомянутом цикле работ были развиты методы, дающие принципиальную возможность строить такие поля, исходя из заданной совокупности супероборотных квантовых чисел (заметьте, что её задание выводит теорему за рамки чисто аксиоматич. А. п.) и сети алгебр локальных наблюдаемых. Для возникающей алгебры, схемы оказывается возможным установить все важнейшие «специфические подполя» свойства релятивистских квантовых систем: ввести операцию *зарядового сопряжения*, доказать наличие античастицы для каждой из

присутствующих в теории частиц, определить тип статистики физ. системы и доказать обобщённую теорему о связи спина и статистики (см. *Лемма теорема*) и др. В итоге формализм А. п. получает нетривиальное углубление и развитие, превращаясь из чистой аксиоматики локальных наблюдаемых в реалистич. теорию квантованных полей.

Перечисленные результаты были первоначально получены только для квантовополевых систем с короткодействующими взаимодействиями и глобальными калибровочными симметриями. Дальнейшая работа ставила задачей распространить развитые методы в первую очередь на системы, представляющие наибольший интерес с точки зрения совр. теории элементарных частиц: модели с локальными калибровочными симметриями, с *топологическими зарядами* и фазовыми переходами. Как удалось выяснить, А. п., дополненный теорией правил супероборота, не только допускает обобщение на такие модели, но и позволяет рассматривать весьма широкий их спектр с единой физ. и матем. точки зрения. (Здесь, напр., была строго доказана *Голдстоуна теорема* о спонтанном нарушении симметрии.) Оказывается возможным (вплотворном) дать общую классификацию квантовополевых систем по типам присутствующих им правил супероборота и для каждого из таких типов сформулировать методику построения строгой теории, опирающуюся на алгебраич. аппарат, а также на методы *эвклидовой квантовой теории поля* и *конструктивной квантовой теории поля*. Т. о., на совр. этапе А. п. более не является обособленным науч. направлением. В тесном сочетании с эвклидовой и конструктивной квантовой теорией поля он входит в единую основу совр. техники строгого исследования квантовополевых систем.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. П., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; З и х Ж., Алгебраические методы в статистической механике и квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976; Хоружий С. С. Введение в алгебраическую квантовую теорию поля, М., 1986. С. С. Хоружий.

АЛМАЗ (турк. алмас, от греч. *adámas* — несокрушимый) — аллотропная модификация углерода, кристаллич. решётка к-рой относится к кубич. сингонии (см. ниже). А. стабилирен при высоких давлениях и метастабилрен при нормальных условиях, хотя и может при них существовать неопределённо долго. При нагревании он переходит в графит (темп-ра перехода составляет для синтетич. микропорошков 450—500°C, для кристаллов размерами от 0,6 до 1 мм — 600—700°C и зависит от совершенства структуры, кол-ва и характера примесей). Принято считать, что кристаллы природного А. сохраняют в воздухе при темп-ре св. 850°C, в потоке O_2 — св. 750°C.

Атомы углерода в структуре А. образуют четыре координатные связи с валентным углом 109°28' (направление связей совпадает с осями L_4 тетраэдра). Ср. значение пост. решётки $a = 3,56688 \pm \pm 0,00009$ Å (при темп-ре 25°C и давлении 1 атм) и возрастает при нагревании.

Элементарная ячейка А. образована атомами, расположенными по вершинам куба, в центре его граней (рис. 1, атомы 1, 5, 7) и в центрах четырёх несмежных ребер куба (атомы 6, 4, 2, 8). Каждый атом С находится в центре тетраэдра, вершинами к-рого служат четыре ближайших атома. В природе А. встречается в виде отд. кристаллов, сростков, агрегатов (бесцветных или окрашенных), а также поликристаллич. образований (балласт, карбонадо). Физ. и механич. свойства, окраска, скульптура поверхности обусловлены прежде всего дефектами кристаллич. решётки,

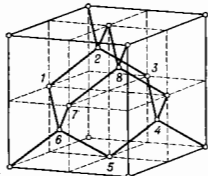


Рис. 1.

наличием примесей и включений, т. е. в конечном счёте условиями роста кристаллов.

Наиболее распространённая гипотеза генезиса природных алмазов утверждает их глубинное (магматич.) происхождение при давлениях св. 4 ГПа и темп-рах более 1000°C. Однако включения кальцита, кварца, барита, биотита, обнаруженные в А., ставят под сомнение единственность этой гипотезы.

Теоретич. предпосылки получения А. искусств. путём были научно обоснованы в кон. 30-х гг. 20 в. Синтетич. А. впервые воспроизводимо получены в Швеции

(1953), затем в США (1954) и СССР (1959). Наиболее распространён метод синтеза А. из графита при статич. *давлениях окиски*. Синтез происходит в области термодинамич. устойчивости А., т. е. при давлениях 4–10 ГПа и темп-рах 1000–2500°C, в присутствии металлов, выполняющих роль растворителей-катализаторов, в течение времени от 10–15 с до 1 ч (размеры получаемых монокристаллов от 0,1 до 1,5 мм по ребру октаэдра; более крупные А.—8–10 мм — выращивают на затравку св. 100 ч). По истечении времени синтеза для предотвращения обратного перехода А. в графит шпирту резко снижают, и новая фаза фиксируется. Синтетич. А. образуются также при действии динамич. высокого давления ок. 30 ГПа и темп-р ~3000°C и выше (размеры получаемых этим методом А.—10–30 мкм). В метастабильных для А. условиях при давлениях от неск. сотен ГПа до неск. Па и темп-рах 600–800°C синтез ведёт из газовой фазы (металл, пропан, двуокись углерода и т. п.), как правило на затравку (синтаксильное нарастание). При статич. давлениях более 11–13 ГПа и темп-ре выше 2500°C возможно превращение графит — алмаз без вытеснения активирующих добавок, а также получение А. из расплава углерода (рис. 2). Синтетич. А. вытекают в виде микропорошков, монокристаллов, поликристаллич. структур (баллас, карбонадо), алмазных спленок и вкраплен с металлич. подложкой.

Первая классификация А., в основу к-рой положено содержание в нём азота, была предложена в кон. 30-х гг. и уточнена в кон. 50-х гг. В соответствии с этой классификацией большинство А. (~98%) относится к типу I — содержание азота до 0,2%. К типу II принадлежат А., содержащие не более 10–3% азота. А. I и II типов подразделяются на подгруппы. А. подгруппы Ia содержат азот в парамагнитной форме, A-дефекты и др. азотсодержащие дефекты сложного строения. А. подгруппы Ib содержат одиночные замещающие атомы азота. А. подгруппы Ia иррегулярны до дин воля $\lambda \sim 320-330$ мкм, Ib — в области $\lambda > 500-550$ мкм и имеют максимум поглощения при $\lambda = 270$ мкм. А. II типа также делится на две подгруппы: Па (безазотные А.) и Пб (А., содержащие примеси, ответственные за полупроводниковые свойства, в частности В). Выделяют также А. типа III, к к-рому относят А., характеризующиеся наличием B-дефектов. А. этого типа поглощают излучение в области $\lambda \sim 225-240$ мкм. А. I и II типов характеризует поглощение ИК-излучения в области $\lambda \sim 7-11$ мкм.

Физ. свойства А. связаны с его структурой и содержанием примесей, кол-во к-рых в природных А. достигает 5%, в синтетических 8–10%. В качестве структурных примесей достоверно зафиксированы N, B, Ni. В процессе синтеза можно легировать А. путём введения в шихту разл. добавок. Спайность граней А. по (111) совершенна. Критич. напряжение скальвания по (111) — $10,5 \pm 0,1$ ГПа, по (100) — $13,5 \pm 0,1$ ГПа. Предел прочности на сжатие кристаллов синтетич. А. без видимых включений 17–17,5 ГПа. А. имеет максимальную среди всех известных материалов твёрдость, к-рая превышает твёрдость корунда в 150 раз. Кристалл А. анизотропен, для разных граней его твёрдость различна [для граней (111) природного А. — 110–135 ГПа, для (100) — 56–60 ГПа; для граней (111) синтетического А. — 91–101 ГПа, для (100) — 60–68 ГПа].

Кристалл А., имеющий мин. кол-во примесей (А. «чистой воды»), прозрачен для излучения в видимой части спектра и встречается редко. Чаще всего А. окрашены в разл. цвета — от жёлтого до серого и чёрного. Синтетич. А. обычно бесцветны. Введение примесей в исходную шихту позволяет изменять цвет синтетич. А.

Теплопроводность нек-рых А. при комнатной темп-ре выше теплопроводности меди в 4 раза; ср. её значения при 180°C (Вт/м·К) для А. типа Ia — 800, для IIa —

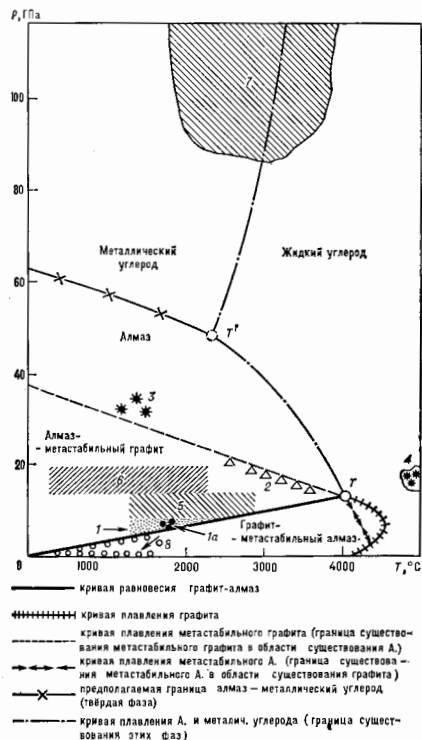


Рис. 2. Фазовый p — T -диаграмма углерода: 1 — область синтеза алмаза с применением металлов — растворителей-катализаторов (Ia — область выращивания крупных кристаллов на затравку); 2 — область экспериментальных работ по превращению графита в алмаз статическим методом при прямом переходе; 3, 7 — области экспериментальных работ по превращению графита в алмаз динамическим методом (7 — метод фирмы «Дипло»); 4 — область экспериментальных работ по кристаллизации алмаза из расплавленного углерода; 5 — область изучения некаталистического превращения в алмаз элементарного углерода, находящегося в различных состояниях, и органических соединений; 6 — область образования додекаэдра; 8 — область кристаллизации алмаза в метастабильных условиях; 9 — трояная точка графит — алмаз — жидкий углерод; T* — предполагаемая трояная точка жидкий углерод — алмаз — металический углерод.

Точки на диаграмме состояния отвечают тем температурам и давлениям, от которых производится сброс температуры (замалка образцов) для сохранения образовавшейся фазы.

1250, для И6—1260, для синтетич. монокристаллов — 660, поликристаллов — 400. Уд. элетрич. сопротивление А. типа И6 (полупроводниковые) составляет $1-10^8$ Ом·см, А. др. типов — до 10^{10} Ом·см. Показатель преломления в пределах одного кристалла может быть различен; ср. значение его для природных А. 2,4165, для синтетич. А. 2,4199 (для кристалла октаэдрич. формы). Угловая дисперсия для природных и синтетич. А. одинакова — 0,063. Отражат. способность 0,172. Кристаллы А. практически всегда обладают дву-преломлением — вследствие ряда деформаций кристаллов и особенностей текстуры.

Как правило, кристаллы А. люминесцируют под действием УФ-излучения, рентгеновского и γ -излучения, а также пучков быстрых частиц.

А. применяют в разл. инструментах для обработки цветных металлов и сплавов, в буровой технике, каменно-обработке, ювелирной пром-сти. В физике и электронике используют полупроводниковые свойства алмаза, в аппаратах высокого давления — его твердость и прозрачность. В ретейке типа алмаза кристаллизуются Si, Ge, серое олово, а также ряд соединений (CaF₂, BeS, SnCl₂, ZnS — ретейка типа цинковой обманки).

Лит.: Шафаренский И. Н., Алмазы, М.—Л., 1964; Орлов Ю. Л., Минеральный алмаз, М., 1973; Кляев Ю. А., Пелив В. П., Дуденков Ю. А., О физической классификации алмазов, «Тр. ВНИИ Алмазов», 1974, № 3; Бельзуклов Р. И., Бузулов В. П., Самойлов И. М., И. Синтетический алмаз, М., 1976; Алмаз, К., 1981; Вережанин Л. Ф., Синтетические алмазы и гидро-струма, М., 1982.

АЛЬБЕДО (от латинск. albedo — белзна) — величина, характеризующая рассеивающую или отражат. способность поверхностей или космос. тел. Используется в атм. оптике и астрофизике. В широком смысле А. — отношение потока отражённого (рассеянного) излучения к потоку падающего излучения. В астрофизике наиболее часто понятие А. используется в фотометрии планет и их спутников. Выделяют понятие геом. А. и сферич. А. Геом. А. наз. отношение ср. яркости планеты и полной фазе к яркости идеальной рассеивающей поверхности, отражающей весь свет (поверхность Ламберта) и находящейся на том же расстоянии от Солнца, что и планета при нормальном падении света. Сферич. А. — отношение потока излучения, отражаемого сферой во всех направлениях к потоку, падающему на сферу в виде параллельного пучка лучей. Понятие А. может применяться как для конечного интервала длин волн, так и для всего спектрального диапазона (радиометрич. А.).

В теории переноса (рассеяния) излучения используется также понятие единичного А., т. е. отношение числа рассеянных во все стороны фотонов к числу падающих фотонов.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979.

АЛЬБЕДО НЕЙТРОНОВ — вероятность отражения нейтронов в результате многократного рассеяния в среде. Понятием А. широко используется в теории диффузии нейтронов. Если имеются 2 среды, то нейтроны, попавшие на 1-й среды во 2-ю, могут в процессе диффузии во 2-й среде снова вернуться в 1-ю. Вероятность такого события наз. А. н. для 2-й среды (β_2). Если все источники нейтронов расположены в 1-й среде, то в стационарном случае β_2 можно выразить через потоки S нейтронов из 1-й среды во 2-ю (S_{-}) и из 2-й в 1-ю (S_{+}):

$$\beta_2 = \frac{\int_S s_+ ds}{\int_S s_- ds}, \quad (1)$$

где ds — элемент поверхности раздела сред.

Важен частный случай, когда две однородные среды разделены плоской границей, причём их размеры велики по сравнению с длиной диффузии нейтронов L . Тогда в случае применимости диффузионного приближе-

ния, т. е. когда L больше длины свободного пробега λ нейтронов, имеет место выражение

$$\beta_2 = 1 - \frac{4}{3} \frac{\lambda^2 P}{L}. \quad (2)$$

Здесь $\lambda^2 P$ — т. н. транспортная длина свободного пробега нейтронов во 2-й среде: $\lambda^2 P = \lambda(1 - \cos \bar{\theta})$, где $\cos \bar{\theta}$ — ср. косинус угла рассеяния нейтронов.

Чем меньше отношение сечения захвата к сечению рассеяния среды, тем А. н. для плоской границы ближе к 1. Альбедро тепловых нейтронов для воды относительно вакуума составляет 0,8.

Понятие А. н. наглядно объясняет то обстоятельство, что поток нейтронов внутри замедляющей среды (см. *Замедление нейтронов*) существенно больше, чем на границе среды с вакуумом. Внутри замедлителя с обеих сторон любой поверхности падает равное количество нейтронов, причём каждый нейтрон имеет вероятность β вернуться обратно после 1-го прохождения. β^2 — носое 2-го и β^3 — 3-го. В результате отношение потоков нейтронов внутри замедлителя к потоку, выходящему через поверхность, равно

$$2(1 + \beta + \beta^2 + \dots) = \frac{2}{1 - \beta} \approx \frac{2}{3} \frac{L}{\lambda P}. \quad (3)$$

Знание А. н. существенно для расчёта и конструирования ядерных реакторов.

Лит. см. при ст. *Диффузия нейтронов*.

АЛЬБЕНА ЧИСЛО — безразмерная величина А, характеризующая движение проводящей жидкости и магн. поле. Названо в честь Х. Альбена (H. Alfvén). А. ч. равно отношению магнитной $\epsilon_m = H^2/8\pi$ и кинетической $\epsilon_k = \rho v^2/2$ энергий (H — напряжённость магн. поля, ρ — плотность, v — скорость жидкости):

$$A = \epsilon_m / \epsilon_k = H^2 / 4\pi \rho v^2.$$

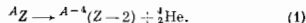
Если ввести скорость альвеновских волн $v_A = H(4\pi\rho)^{-1/2}$, то $A = (v/v_A)^2$.

АЛЬВЕЙОНОВСКИЕ ВОЛНЫ — в широком смысле магнитогидродинамич. волны (МГД-волны), распространяющиеся в плазме и магн. поле. Названы по имени Х. Альбена (H. Alfvén). Ипервые рассмотренные в 1942 колебания проводящей замкнутной жидкости и установившего существование продольных и поперечных МГД-волн, движение вещества в к-рых происходит соответственно вдоль и поперек направления распространения волны. Продольные волны (см. *Волны в плазме*). В узком, наиболее употребительном смысле А. в. наз. поперечные волны, распространяющиеся вдоль магн. поля без дисперсии. Частота А. в. не превышает ионную циклотронную частоту (потому они являются низкочастотными), движение электронов и ионов в А. в. происходит одинаково и плазма ведёт себя как единая среда. Скорость А. в. (т. е. альвеновская скорость) v_A определяется напряжённостью магн. поля H , плотностью плазмы ρ и направлена вдоль поля: $v_A = H/\sqrt{4\pi\rho}$. А. в. являются точными линейными решениями МГД-уравнений; они распространяются без искажения профиля, что обуславливает их значит. роль в космич. плазме.

Лит. см. при ст. *Плазма*.

АЛЬФА-РАСПАД — исследование атомным ядром α -частицы (ядра ${}^4\text{He}$). А.-р. из основного (невозбуждённого) состояния ядра наз. также α -радиоактивностью (иско-ре после открытия А. Беккерелем (A. Becquerel) радио-активности α -лучами был назван наименее проникающий вид излучения, несущаемый радиоактивными веществами, в 1909 Э. Резерфорд (E. Rutherford) и Т. Ройдс (T. Royds) доказали, что α -частицы являются дважды ионизованными атомами ${}^4\text{He}$.

При А.-р. массовое число А материнского ядра уменьшается на 4 единицы, а заряд (число протонов) Z — на 2:



Энергия, выделяющаяся при А.р.

$$Q = [M_{A-4} - M_{A-4} - M_{\alpha}]c^2, \quad (2)$$

где M_A и M_{A-4} — массы материнского и дочернего ядер, M_{α} — масса α -частицы. Энергия Q делится между α -частицей и дочерним ядром обратно пропорционально их массам, откуда энергия α -частиц

$$\mathcal{E}_{\alpha} = [M_{A-4}/M_A] Q. \quad (3)$$

Энергия, условно возможности А.р. заключаются в том, чтобы энергия связи ($-Q$) α -частицы относительно материнского ядра была отрицательна. Эта энергия связи оказывается отрицательной почти для всех β -стабильных ядер с $A > 150$ (рис. 1), т. е. все ядра

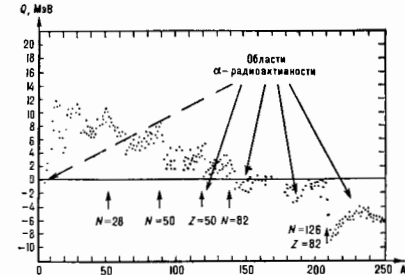


Рис. 1. Значения энергии связи α -частиц для β -стабильных ядер в области α -радиоактивности; N — число нейтронов в ядре; стрелки показывают зоны, где наблюдается α -распад (в области A от 2 до 50 α -распад наблюдается, но точные значения Q неизвестны).

с $A > 150$ должны быть α -радиоактивными. Однако во многих случаях время жизни этих ядер (период полураспада) слишком велико и α -радиоактивность не удается наблюдать.

Известно св. 300 α -активных ядер, большинство из которых получено искусственно. Подавляющее большинство последних сосредоточено в области трансуриновых ядер с $Z > 82$. Имеется группа α -активных ядер в области редкоземельных элементов ($A = 140-160$), а также небольшая группа в промежутке между редкоземельными и тяжелыми ядрами (рис. 1). В ядерных реакциях с тяжелыми ионами синтезированы неск. α -излучающих нейтронно-дефицитных ядер с $A \sim 110$. Наблюдаемые времена жизни α -активных ядер лежат в пределах от 10^{17} лет (^{204}Pb) до $3 \cdot 10^{-7}$ с (^{212}Po). Кинетич. энергии α -частиц изменяются от 1,83 МэВ (^{144}Nd)

Альфа-спектроскопия. Спектр α -частиц, возникающих при распаде материнского ядра, представляет ряд моноэнергетич. линий, соответствующих переходам на разл. уровни дочернего ядра. Т. к. α -частица не имеет спина, правила отбора по моменту кол-на движения $L = L$ и четности, к-рые вытекают из соответствующих законов сохранения, оказываются простыми. Угловой момент L α -частицы может принимать значения в интервале:

$$I_i - I_f \leq L \leq I_i + I_f, \quad (4)$$

где I_i и I_f — угловые моменты начального и конечного состояний ядер (материнского и дочернего). При этом разрешены только четные значения L , если четности обоих состояний совпадают, и нечетные L , если четности не совпадают. А.р. является важным методом изучения нижних энергетич. состояний тяжелых ядер (рис. 2).

Для измерения энергии и интенсивности потока α -частиц, испускаемых α -активными ядрами, используются газоразрядные и полупроводниковые детекторы частиц, а также спектрометры. Поверхностно-барьерные кремниевые полупроводниковые детекторы позволяют получить разрешение до 12 кэВ (для α -частиц с $\mathcal{E}_{\alpha} = 6$ МэВ) при светосиле $\sim 0.1\%$. В табл. 1 приведены энергии α -частиц неких α -излучателей, используемых в качестве стандартов.

Периоды полураспада. Одна из особенностей α -радиоактивности состоит в том, что при сравнительно небольшом различии в энергии α -частиц \mathcal{E}_{α} время жизни материнского ядра отличается на много порядков. Энергия α -распада Q и период полураспада $T_{1/2}$ ядер с одним и тем же Z связаны соотношением, эмпирически установленным задолго до создания теории А.р. (Гейгера — Лентлоу закон):

$$\lg T_{1/2} = A_Z Q^{-1/3} + B_Z. \quad (5)$$

Здесь A_Z и B_Z — константы, приведенные в табл. 2; эфф. величина $Q_{\text{эф}} = Q + 6,5 \cdot 10^{-5} Z^2$ МэВ учитывает экранирующий эффект электронов.

Соотноение (5) лучше всего описывает переходы между осн. состояниями четно-четных ядер (рис. 3). Для нечетных ядер и переходов в возбужденные состояния периоды полураспада оказываются во многих случаях в 100—1000 раз большими при одинаковой энергии А.р. Отношение истинного периода полураспада

I_i^{\pm}	I_f^{\pm}	\mathcal{E}_{α} , МэВ	\mathcal{E}_{α} , МэВ	%	L, \hbar	
$1/2^{-}$	$1/2^{-}$	8,438	5,314	0,015	$L=6$	
$3/2^{-}$	$3/2^{-}$	158,6	5,379	1,4	$L=2$	
$7/2^{-}$	$7/2^{-}$	103,0	5,433	13,6	$L=2$	
$5/2^{-}$	$5/2^{-}$	76	59,57	5,476	84,3	$L=0,2$
$7/2^{+}$	$7/2^{+}$	33,20	5,503	0,24	$L=1$	
$1/2^{+}$	$1/2^{+}$	0	5,535	0,42	$L=1$	

Рис. 2. Схема распада ^{241}Am . Ап, иллюстрирующая характер информации, получаемой при изучении α -распада; I — угловые моменты состояний дочернего ядра, I^{\pm} — \mathcal{E} -их энергия, \pm — четность состояний, % — доля переходов на данный уровень, L — угловой момент α -частицы.

до 11,65 МэВ (изомер ^{212m}Po). Пробег α -частицы с типичной энергией $\mathcal{E}_{\alpha} = 6$ МэВ составляет ~ 5 см в воздухе при нормальных условиях и $\sim 0,05$ мм в Al.

Табл. 1.

Источник	Энергия, кэВ
^{226}Ra	$4781,8 \pm 2,4$
^{210}Po	$5304,5 \pm 0,5$
^{211}Bi	$8049,6 \pm 0,7$
^{210}Po	$7088,4 \pm 0,6$
^{212}Po	$8785,0 \pm 0,8$

Табл. 2.

$Z+2$ (атомный номер излучателя)	A_Z	B_Z	$Z+2$ (атомный номер излучателя)	A_Z	B_Z
84	129,35	-49,9229	92	147,49	-53,65
86	137,46	-52,4597	94	146,23	-52,0899
88	139,17	-52,1476	96	152,44	-53,6825
90	144,19	-53,2644	98	152,86	-52,9506

к вычисленному по ф-ле (5) для четно-четного ядра назв. фактором замедления.

Теория альфа-распада. Осн. фактором, определяющим вероятность А.р. и её зависимость от энергии α -частицы и заряда ядра, является кулоновский барьер. Простейшая теория А.р. [Г. Гамов (G. Gamow), 1927] сводилась к описанию движения α -частицы в по-

тенциальной яме с барьером (рис. 4, пунктир). Т. к. энергия α -частиц составляет 5—10 МэВ, а высота кулоновского барьера у тяжелых ядер 25—30 МэВ, то вылет α -частицы из ядра может происходить только за счёт туннельного эффекта, а вероятность этого процесса определяется проникаемостью V барьера. Используя упрощенную форму барьера и предпологая,

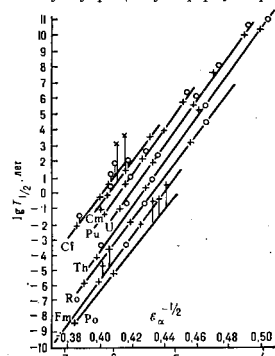


Рис. 3. Зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии α -излучателей. + — переходы в основное состояние, O — в первое возбужденное, X — в высшие возбужденные состояния.

что α -частица существует внутри ядра и при вылете не уносит углового момента, можно получить для вероятности A -р. выражение, экспоненциально зависящее от энергии α -частицы, т. е. типа (5).

Совр. подход к описанию A -р. опирается на методы, используемые в теории ядерных реакций. Ширина Γ_{α} состояния ядра относительно A -р. связана с периодом полураспада соотношением

$$\Gamma_{\alpha} = \hbar \ln 2 / T_{1/2}. \quad (6)$$

Для A -р. в канал C

$$\Gamma_{\alpha C} = 2\gamma_C^2(R_C) P_C(R_C), \quad (7)$$

где $\gamma_C^2(R_C)$ — т. н. приведенная ширина, определяемая степенью перекрыwania волновых ф-ций начального и конечного состояния ядер, характеризующая

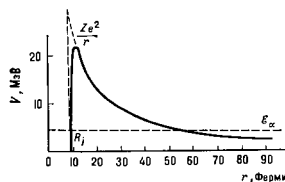


Рис. 4. Сумма ядерного и кулоновского потенциалов для α -частицы в ядре ^{210}Po ; энергия α -распада $Q = 4,76$ МэВ.

вероятность появления α -частицы на поверхности ядра (на радиусе канала R_C), а $P_C(R_C)$ — проникаемость эфф. барьера V , образуемого ядерным, кулоновским и центробежным потенциалами:

$$V = V_{\text{яд}} + \frac{Z_{\alpha} e^2}{r} - \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{L(L+1)}{r^2}. \quad (8)$$

Здесь L — орбитальный момент вылетающей α -частицы, m^* — её приведенная масса, равная $m^* = \frac{mM}{m+M}$, где M — масса ядра, m — масса α -частицы. Существование центробежного барьера связано с наличием у α -частицы отличного от нуля орбитального момента. Центробежный барьер в A -р. обычно играет сравнительно

небольшую роль (табл. 3), в отличие от β -распада ядер и γ -переходов, вероятность к-рых сильно зависит от углового момента, углового момента (см. Гамма-излучение).

Целью большинства исследований A -р. — измерения приведенных ширин и сравнение их с вычисленными на основе валь. теоретич. представлений о ядре. Абс. значения зависят от ряда параметров и особенно чувствительны к величине радиуса канала R_C . Наиболее точ. Табл. 3 — Проникаемость V_L центробежного барьера относительно его проникаемости V_0 при $L=0$ ($Z=90$, $Q=4,5$ МэВ).

L	0	1	2	3	4	5	6
V_L/V_0	1	0,84	0,60	0,36	0,18	0,078	0,028

ные и надежные результаты получаются, если возможен анализ отношения ширин для переходов на разные уровни одного и того же ядра $\Gamma_{\alpha C} / \Gamma_{\alpha C'}$, т. к. в этом случае большинство неопределенностей сокращается. Отношения приведенных ширин $\gamma_C^2 / \gamma_{C'}^2$ соответствуют факторам замедления.

Из анализа ширин следует, что α -частицы не существуют в α -распадающемся ядре все время, а с нек-рой конечной вероятностью возникают на его поверхности перед вылетом. Имеющиеся данные свидетельствуют также о том, что в поверхностном слое тяжелых ядер, по-видимому, существуют α -частичные группировки нуклонов (α -кластеры).

Классификация α -переходов основывается на структурных факторах, связанных с вероятностью образования α -частицы. A -р. идет на 2—4 порядка быстрее, когда α -частица образуется из нейтронов и протонов пар, по сравнению с распадом, когда α -частица образуется из несвязанных нуклонов. В первом случае A -р. наз. благоприятным, и такими оказываются все α -переходы между основными состояниями чётно-чётных ядер. Во втором случае A -р. наз. неблагоприятным.

Альфа-распад возбужденных ядер изучается с помощью ядерных реакций. Отд. случаи распада нижних возбужденных состояний тяжелых ядер, приводящих к испусканию т. н. динейтроновых ядер, известны давно и причисляются к явлению радиоактивности. Наблюдаемое время жизни ядер лежит в диапазоне от 10^{-11} с (A -р. нейтроновых резонансов, см. Нейтронная спектроскопия) до 10^{-22} с (A -р. уровней легких ядер). Некоторые распадающиеся состояния легких ядер имеют приведенные ширины, близкие к максимально возможному (к т. н. витеровскому пределу), что указывает на их ярко выраженный α -кластерный характер. Изучение A -р. высоковозбужденных состояний ядер — один из информативных методов исследования ядерной структуры при больших энергиях возбуждения.

Лит.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 2, М., 1969; Соловьев В. Г., Теория атомного ядра. Ядерные модели. М., 1981.

АЛЬФА-ЧАСТИЦА — ядро ^4He , содержащее 2 протона и 2 нейтрона. Масса A -ч. $m = 4,00273$ а. е. м. $= 6,644 \cdot 10^{-24}$ г, спин и магн. момент равны 0. Энергия связи 28,14 МэВ (7,03 МэВ на 1 нуклон). Проходя через вещество, A -ч. тормозится за счёт ионизации и возбуждения атомов и молекул, а также диссоциации молекул. Длится пробег A -ч. в воздухе $l = av^3$, где v — начальная скорость, $a = 9,7 \cdot 10^{-28}$ с 3 см $^{-2}$ (для $l \sim 3-7$ м). Для плотных веществ $l \sim 10^{-3}$ см (в стекле $l = 4 \cdot 10^{-3}$ см). Многие фундаментальные открытия в ядерной физике обязаны происхождением изучению A -ч.: исследование распада A -ч. привело к открытию атомного ядра, облучение A -ч. легких элементов — к открытию ядерных реакций и искусственной радиоактивности.

Лит. см. при ст. Альфа-распад, Радиоактивность.

АЛЮМИНИЙ (от лат. *alumen*, род. падеж *aluminis* — квасц; лат. *Aluminium*), Al, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 13, ат. масса 26,98154. Природный А. имеет один стабильный изотоп ^{27}Al . Большинство искусств. изотопов короткоживущие. Так, для образующегося при облучении нейтронами β -радиоактивного ^{28}Al $T_{1/2} = 2,24$ мин. Электронная конфигурация внеш. оболочки $3s^2p^1$. Энергия исследовательных ионизаций соответственно равны 5,986; 18,828 и 28,447 эВ. Металлич. радиус 0,143 нм, радиус иона Al^{3+} 0,057 нм. Значение электроотрицательности 1,47.

Свободный А. — серебристо-белый пластичный металл. $t_{\text{пл}} = 660,4^\circ\text{C}$, $t_{\text{кип}} = 2520^\circ\text{C}$, плотность 2,6989 кг/дм 3 (20°C). Кристаллич. решётка кубическая гранецентрированная, с постоянной решётки 0,40497 нм. Темпота плавления 10,55 кДж/моль, теплота парообразования 291,4 кДж/моль. Теплоёмкость 25,1 Дж \times $\text{моль}^{-1}\text{K}^{-1}$ (0°C). Темп-ра Дебая $\theta = 390^\circ\text{C}$. Коэф. линейного расширения 24,56 $\cdot 10^{-6}$ (в интервале 20— 200°C). Теплопроводность 2,177 Дж $\text{см}^{-1}\text{c}^{-1}\text{K}^{-1}$, уд. сопротивление 2,6548 мкОм \cdot см (при 20°C). Температура перехода в сверхпроводящее состояние 1,19 К. А. слабопарамагнитен. Модуль его упругости 68,6 $\cdot 10^9$ МН/м 2 , твёрдость отожжённого А. по Бриггслю 167 МН/м 2 .

Наиболее типична для А. степень окисления +3, при высоких темп-рах возможны степени окисления +2 и +1. Хим. активность А. относительно высока. Реакция А. с кислородом сопровождается выделением большого кол-ва тепла и приводит к образованию оксида Al_2O_3 . В обычных условиях А. покрыт тонкой оксидной плёнкой, к-рая предохраняет его от разрушения. Чистый А. обладает высоким коэфф. отражения, что обусловило его применение для изготовления отражателей. Его широко применяют как электроизолянт, для изготовления разл. деталей и конструкций и т. д.

С. С. Бердников.

АМБИПОЛЯРНАЯ ДИФФУЗИЯ (от лат. *ambo* — оба и греч. *piōs* — ось, полюс) — совместный диффузионный перенос электронов и ионов в направлении уменьшения их концентрации, при к-ром в каждой точке объёма плазмы электронный и ионный потоки I_e и I_i равны или могут отличаться лишь на одну и ту же нест. величину: $I_e = I_i + I_0$ ($I_0 = \text{const}$, т. е. св. токовой посылку). Простейший случай А. д. слабоионизованной плазмы (в к-рой столкновения заряд. частиц несущественны) в цилиндрич. трубке в отсутствие магн. поля был рассмотрен нем. физиком В. Шоттки (W. Schottky, 1924). Вследствие различия коэф. диффузии электронов и ионов компоненты всегда стремятся разделиться во всём объёме и на стенке возникает объёмный заряд. В отсутствие магн. поля коэф. диффузии электронов D_e много больше ионного D_i и стенки заряжаются отрицательно. Однако уже слабое разделение зарядов приводит к появлению электр. поля (т. и. самосогласованного амбиполярного поля), препятствующего дальнейшему разделению. Самосогласованное электр. поле задерживает электроны и ускоряет ионы таким образом, чтобы их диффузионные потоки были равны. Коэф. А. д. определяется коэф. диффузии более медленной компоненты. В отсутствие магн. поля или вдоль магн. поля (при его наличии) коэф. А. д. D_{Al} , как показывает расчёт, примерно равен

$$D_{\text{Al}} = (1 + T_e/T_i) D_{i\parallel}$$

где T_e и T_i — темп-ры электронной и ионной компонент. Второй член в этой формуле — результат ускорения переноса ионов амбиполярным полем вследствие их полевой подвижности. Т. о., А. д. — смесь истинно диффузного потока с полевыми потоками. В случае диффузии поперек магн. поля для слабоионизов. плазмы коэф. диффузии ионов $D_{i\perp}$ значительно больше коэф.

диффузии электронов $D_{e\perp}$ и коэфф. А. д. D_{Al} определяется диффузией электронов:

$$D_{\text{Al}} = (1 + T_e/T_i) D_{e\perp}$$

В полностью ионизованной плазме классич. поперечная диффузия электронов и ионов в двухкомпонентной плазме определяется их трением между собой, что автоматически обеспечивает равенство потоков (т. е. $D_{e\perp} = D_{i\perp}$). Диффузия плазмы редко бывает амбиполярной, в большинстве случаев возникает отклонение из-за пространств. анизотропии коэф. переноса для каждой из компонент, т. к. для сохранения квазинейтральности элементов объёма плазмы необходимо лишь равенство дивергенции потоков: $\text{div } I_e = \text{div } I_i$. Напр., в случае диффузии слабоионизов. плазмы в замкнутой металлич. камере (l — длина, a — радиус), помещённой в сильное однородное магн. поле H (рис.), выполняется условие $D_{e\parallel} \gg D_{i\parallel} \gg D_{e\perp}$. При конечной длине камеры подвижные вдоль магн. поля H электроны стремятся уйти на торцевые стенки сосуда. Ионы имеют больший, чем электроны, поперечный коэф. диффузии и сравнительно легко попадают на боковую стенку прибора. В результате в объёме плазмы всё время возникает вихревой электр. ток I . Он легко замыкается на металл. поверхности камеры. Диффузия перестаёт быть амбиполярной, скорость её определяется большими коэф. ($D_{e\parallel}$ или $D_{i\parallel}$). Аналогичный эффект может иметь место в безграничной плазме в процессе расплывания её неоднородности. При этом роль поверхности играет осн. «фоновая» плазма. Эти явления часто наз. эффектами «короткого замыкания». Они могут существенно уменьшить время жизни плазмы и изменять динамику возмущений в ней.

А. д. имеет место также в жидкостях (электролитах), при наличии градиента концентрации электролита, в полупроводниках, обладающих свободными носителями зарядов. А. д. является одним из процессов, обуславливающих энергетич. потери в электр. зарядках в газе, напр. в *плазменной разрядке*.

Лит.: Салагант В. В., Жилинский А. П., Сахаров И. Е., Основы физики плазмы, М., 1977; Жилинский А. П., Целикин Л. Д., Стойковичевская диффузия частично локализованной плазмы в магнитном поле, «УФН», 1980, т. 131, в. 3, с. 343. А. П. Жилинский.

АМЕРИЦИЙ (назв. от слова «Америка», по месту открытия; лат. *Americium*), Am, — радиоакт. хим. элемент семейства актиноидов, ат. номер 95. Наиб. долгоживущие изотопы — α -радиоактивные ^{243}Am ($T_{1/2} = 7370$ лет), ^{242m}Am (141 год), ^{241}Am (432,4 года). Получен искусственно при облучении урана или плутония тепловыми нейтронами в ядерных реакторах. Электронная конфигурация внеш. оболочек $5f^7 6s^2 p^6 7s^2$. Энергия ионизации 5,99 эВ. Металлич. радиус 0,182 нм, радиусы ионов Am^{3+} и Am^{4+} равны соответственно 0,100 и 0,085 нм. Значение электроотрицательности $\sim 1,2$.

А. — серебристый металл, имеющий ниже 600°C устойчивую α -модификацию с двойной гексагональной плотной упаковкой, выше 600°C — гранецентриров. кубич. β -модификацию; $\rho_{\text{пл}} = 14800^\circ\text{C}$, $\rho_{\text{кип}} = 2070^\circ\text{C}$, плотность (при 20°C) ок. 13,7 кг/дм 3 . При донных св. 11 ГПа получены др. модификации А. с моноклинной и орторомбич. структурой. В соединениях проявляет степени окисления от +2 до +7; в растворах наиб. устойчива степень окисления +3. ^{241}Am применяют для изготовления нейтронных источников (в смеси с Be), источников α -излучения, используемых для снятия статич. зарядов, а также источников γ -излучения небольшой (59,6 кэВ) энергии (напр., для дефектоскопов, плотномеров).

С. С. Бердников.

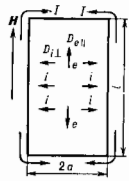


Схема поведения компонент слабоионизованной плазмы в замкнутой металлич. камере.

АМОРФНОЕ СОСТОЯНИЕ (от греч. amorphos — бесформенный) — твердое некристаллич. состояние вещества. Характеризуется изотропией свойств и отсутствием точки плавления. При повышении темп-ры аморфное вещество размягчается и переходит в жидкое состояние постепенно. Эти особенности обусловлены отсутствием в А. с., в отличие от кристаллич. состояния, т. н. дальнего порядка — строгой периодичности повторности и пространства одного и того же элемента структуры (атома, группы атомов, молекулы и т. п.). В то же время у вещества в А. с. существует согласованность в расположении соседних частиц — т. н. ближний порядок, наблюдаемый в пределах 1-й координац. сферы (см. *Координационное число*) и постепенно теряющийся при переходе ко 2-й и 3-й сферам, т. е. соблюдающийся на расстояниях, сравнимых с размерами частиц. Т. о., с расстоянием согласованность уменьшается и через 0,5–1 нм исчезает (см. *Дальний и ближний порядок*).

Ближний порядок характерен и для жидкостей, но в жидкости происходит интенсивный обмен местами между соседними частями, затрунивающийся по мере возрастания вязкости. Поэтому твердое тело в аморфном состоянии принято рассматривать как переохлажденную жидкость с очень высоким коэффициентом вязкости. Иногда в само понятие «А. с.» включают жидкость.

Термодинамически устойчивым твердым состоянием вещества при низких темп-рах является кристаллич. состояние. Однако в зависимости от свойств частиц кристаллизация может потребовать больше или меньше времени — молекулы должны успеть при охлаждении вещества «выстроиться». Иногда это время бывает столь большим, что кристаллич. состояние практически не реализуется. Обычно А. с. образуется при быстром охлаждении расплава. Напр., расплавляя кристаллич. кварц и затем быстро охлаждая расплав, получают аморфное кварцевое стекло (см. *Стеклообразное состояние*). Однако иногда даже самое быстрое охлаждение недостаточно быстро для того, чтобы помешать образованию кристаллов. В природе А. с. (опал, обсидиан, латекс, смолы) менее распространено, чем кристаллическое. В А. с. могут находиться некие металлы и сплавы, в т. ч. металлич. стекла (см. *Аморфные металлы*), а также полупроводники (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*) и полимеры. Структура аморфных полимеров характеризуется ближним порядком в расположении звеньев или сегментов молекулы, быстро исчезающим по мере их удаления друг от друга. Молекулы полимеров как бы образуют «ядро», время жизни которых очень велико из-за огромной вязкости полимеров и больших размеров молекулы.

Лит.: Китайгородский А. И., Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел, М.—Л., 1952, где его вв. Порядок и беспорядок в мире атомов, 5 изд., 1977; Мотт Н. Ф. и др., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., т. 1–2, 2 изд., М., 1982.

АМОРФНЫЕ И СТЕКЛОБРАЗНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ — аморфные и стеклообразные вещества, обладающие свойствами полупроводников. А. и с. п. характеризуются наличием ближнего и отсутствием дальнего порядка (см. *Дальний и ближний порядок*).

А. и с. п. по составу и структуре подразделяются на халькогенидные, окисидные, органические, тетраэдрические. Наиб. подробно изучены халькогенидные стеклообразные ХСП и элементарные тетраэдрические (ЭТАП). ХСП получают в осн. либо охлаждением расплава, либо испарением в вакууме. К ним относятся Se и Te, а также двух- и многокомпонентные стеклообразные сплавы халькогенидов (сульфидов, селенидов и теллуридов) разл. металлов (напр., As—S—Se, As—Ge—Se—Te, As—Sb—S—Se, Ge—Se—Pb—S). ЭТАП (аморфные Ge и Si) получают чаще всего юпным распылением в разл. водородосодержащих атмосферах

или диссоциацией содержащихся их газов (в частности, SiH₄ или GeH₄) в высоковакуумном разряде.

Особенности А. и с. п. связаны с особенностями энергетик. спектра электронов. Наличие энергетик. областей с высокой и низкой плотностями электр. ных состояний — следствие ближнего порядка. Поэтому можно условно говорить о зонной структуре некристаллич. веществ (см. *Зонная теория*). Однако разупорядоченность структуры приводит к появлению доминируемых разреженных электронных состояний, плотность к-рых $g(E)$ падает в глубь запрещенной зоны, образуя «хвосты» плотности состояний (рис. 1, а). Электронные

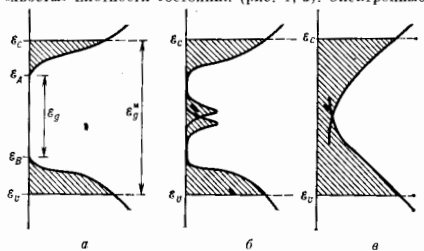


Рис. 1. Схема энергетического спектра ХСП As_2Se_3 . Области локализованных состояний внутри зоны. E_A, E_B — границы областей с высокими плотностями состояний; E_g^M — запрещенная зона на подвижности.

состояния в «хвостах» делятся на локализованные и делокализованные (гомопродвиженные). Резкие границы между этими состояниями на к-рых μ и ρ в α и β и σ в γ (см. E_A и E_B , рис. 1), расстояние между ними нал. запрещенной зоны (или шелью) по подвижности E_g^M (см. *Неупорядоченные системы*).

Электронпроводность. Максимумы $g(E)$, обусловленные дефектными структурами, могут возникать внутри шели и перекрываться друг с другом, как и сами «хвосты» (рис. 1, б, в). В соответствии с этим выделяют три механизма проводимости, к-рые преобладают в разл. температурных интервалах: а) перенос носителей заряда, возбужденных за край подвижности, но делокализов. состояниями. При этом статич. проводимость σ в широком температурном интервале определяется выражением $\sigma = \sigma_0 \exp[-(E_A - E_F)/kT]$, где E_F — ферми-энергия, $\sigma_0 = 10^3 - 10^4 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. б) Прыжковый перенос носителей заряда, возбужденных в локализов. состояниях вблизи края подвижности (напр., в состоянии между E_A и E_C). В этом случае

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[\frac{-(E_A - E_F + W)}{kT} \right],$$

где W — энергия активации прыжка, $\sigma_0 \leq 10 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. в) Прыжковый перенос носителей по локализов. состояниям вблизи E_B на расстояния, увеличивающиеся при уменьшении T :

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-kT^{-1/4}).$$

Механизмы «а» и «б» более характерны для ХСП, случай «в» — для ЭТАП. Прыжковый перенос носителей проявляется в слабой зависимости проводимости на переменном токе от темп-ры: зависимости от частоты ($\sigma \approx \omega^{0.5-2}$); в противоположных знаках *термоэдс* и *Холла эффект*.

Подвижность носителей заряда мала ($10^{-3} - 10^{-8} \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) и зависит от напряженности электр. поля и толщины образца, что связывают либо с многократным захватом носителей на локализов. состояниях, распределенных по опред. закону, либо с прыжковым переносом.

Для большинства ХСП значения σ и энергии активации практически не зависят от природы и концентрации примесей (примесные атомы проявляют макс. валентность, отдавая все свои валентные электроны на образование ковалентных связей с осн. атомами). Однако примеси переходных металлов (Ni, Mo, W, Fe) вызывают повышение примесной проводимости (резкое возрастание σ , рис. 2). Предполагается, что её создают d-электроны, к-рые могут не участвовать в образовании ковалентных связей. ЭТАП, в частности аморфный Si, удаётся эффективно легировать атомами P и В.

Для многих ХСП характерен эффект перекрестления — быстрый ($\sim 10^{-10}$ с) обратимый переход из высококом-

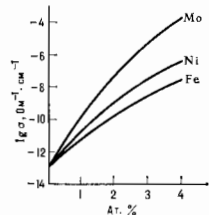


Рис. 2. Зависимости проводимости в аморфных полупроводниках от концентрации примесей переходных металлов.

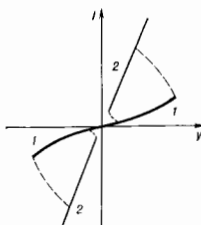


Рис. 3. Вольт-температурная характеристика галогеноорганического полупроводника в условиях перекрестления.

ного состояния (рис. 3, 1) в низкомоме (2) под действием сильного электрич. поля $\geq 10^6$ В·см⁻¹. Это объясняется как инжекцией электронов и дырок из контакта и делокализацией захваченных носителей заряда, так и ростом темп-ры в шпуре тока (см. Шунрирование тока). В ядре ХСП низкомомое состояние образца сохраняется длительно, а для возврата в высококомое состояние необходимо пропустить через образец кратковрем. импульс тока. Этот эффект памяти обусловлен частичной кристаллизацией ХСП в области токового шпура.

Во многих А. и с. п., в частности в ХСП, электронные состояния в запрещённой зоне являются поляризации малого радиуса. Зановление такого состояния электроном сопровождается сдвигом соседних атомов решётки, что приводит к отличию значений ϵ_g , полученных из измерений мезоэвонного поглощения света и энергии активации проводимости.

Оптические свойства. При осн. поглощении света в А. и с. п. имеет 3 участка. В области высоких значений коэф. поглощения $\alpha > 10^4$ см⁻¹, его зависимость от частоты: $\alpha = B(h\nu - \epsilon_g^{00})/h\nu$, где $B = 10^8 - 10^6$ см⁻¹ эВ⁻¹, ϵ_g^{00} — оптическая ширина запрещённой зоны. При $1.0 \text{ см}^{-1} < \alpha < 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$ $\alpha = \alpha_0 \exp(A/h\nu)$, где $A = 15 - 20$ эВ⁻¹. При $\alpha < 1 \text{ см}^{-1}$ поглощение обусловлено дефектами структуры.

В большинстве А. и с. п. наблюдается значит. фотопроводимость $\sigma_{ph} \approx AL^2$, где L — интенсивность света; $0.5 \leq \alpha \leq 1.0$. Спектральное распределение σ_{ph} имеет максимум и пологую длинноволновую ветвь; зависимость $\sigma_{ph}(T)$ имеет максимум в той области T , где $\sigma_g \sim \sim \alpha$, а при повышении темп-ры σ_{ph} падает вначале экспоненциально, а затем более полого. Особенности σ_{ph} объясняются «приливанием» и рекомбинацией неравновесных носителей на локальных центрах, непрерывно распределяемых во энергии по определённой (в частности, по экспоненциальному) закону. В ХСП наблюдаются ряд специфич. явлений, напр. уменьшение люминесценции в процессе возбуждения, что коррелирует с явлениями фотондуциру. электронного парамагн. резонанса (ЭПР) и фотондуциров. погло-

щения света. Эти особенности объясняются наличием заряд. дефектов, к-рые при низкотемпературном освещении становятся нейтральными и парамагнитными.

Аморфный кремний. Из ЭТАП наиб. изучен гидрированных, аморфный Si. Водород «запирает» обратные связи в Si, понижая тем самым плотность локализов. состояний в запрещённой зоне и обеспечивая возможность легирования, а также меняет общую структуру и весь комплекс электрич. и оптич. свойств.

Практическое применение А. и с. н. разнообразно. Благодаря прозрачности в длинноволновой области спектра ХСП применяются в оптич. приборостроении. Сочетание высокого сопротивления и большой фотопроводимости используется в электрофотографии, телевизионных передающих трубках типа вистрон и для изготовления фоторезистов, преобразователей изображений. Эффекты перекрестления и памяти позволяют получать быстродействующие переключатели и матрицы памяти. Фотолегирование и обратимость фотостимулиров. изменения оптич. свойств используются в светорегистрирующих средах для голографии и бессерьёзной фотографии. Стимулированное внеш. воздействиями изменение растворимости ХСП лежит в основе фото-, электро- и рентгенорезисторов, фотощаблонов и др. Шпайки аморфного Si и др. ЭТАП перспективны для построения солнечных батарей, а также для создания эфф. электролюминофоров, электрофотографич. устройств, видеокон. и др. преобразователей изображений.

Лит.: Мотт П., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., т. 1—2, 2 изд., М., 1982; Костомаров С. А., Шустов В. А., Электронное перекрестление в аморфных полупроводниках, Киб. 1978; Шкловский В. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979; Стеклообразный сульфид мышьяка и его сплавов, Изд. 2-е, «Электронные свойства неупорядоченных полупроводников», М., 1981; Аморфные полупроводники, под ред. М. Бродяка, пер. с англ., М., 1982.

В. М. Любин

АМОРФНЫЕ МАГНЕТИКИ — класс магнитных материалов, состоящих изредк. магнитной атомной структуры, напр. ферромагнитную, с аморфной атомной структурой в определённом интервале темп-ры. Возможность существования А. м. была впервые показана теоретически в 1960 [1]. Полученные А. м. по магн. свойствам не уступают или близки к лучшим кристаллич. магн. материалам, но технология их изготовления существенно проще.

Особенности магн. состояния А. м. определяются особенностями аморфного состояния вещества — отсутствием дальнего и наличием ближнего атомного порядка, термодинамич. неравновесностью, флуктуациями атомных магн. моментов, обменных и анизотропных взаимодействий. Указанные флуктуации и топологию, особенности строения «сетки» атомов аморфного вещества формируют магн. структуры А. м. Теоретич. и эксперим. исследования показали, что существуют след. типы А. м.: ферромагнетики (ФМ), спиновые стёкла (СС), ферромагнетики (ФИМ), неупорядоченные ферромагнетики (НФМ), неупорядоченные ферри-магнетики (НФИМ). Последние два типа А. м. наз. также асперомагнитными и сперимагн. и т. н. м. соответственно. Теория допускает также возможность неупорядоченного антиферромагн. состояния. На рис. 1 схематически представлены указанные структуры А. м. и примеры магнетиков соответствующих типов. Во всех магн. структурах А. м. (кроме СС) существует дальний магн. порядок.

Структуры ФМ и НФМ (рис. 1, а, б) имеют ненулевой макроскопич. спонтанный магн. момент ($M \neq 0$). Их различие связано со стохастичностью и существенной неколлинеарностью структур НФМ. Состояние СС (рис. 1, в) представляет собой систему хаотическ «замороженных» в пространстве магн. моментов с общим моментом $M=0$. Наконец, состояния ФИМ и НФИМ (рис. 1, а, в) характерны для двухкомпонентных систем типа сплавов переходных 3d- и 4f-металлов.

НФМ отличается неупорядоченностью и неколлинеарностью магн. моментов.

Физ. свойства А. м. специфичны, напр. перевод магнетика в аморфное состояние вызывает, как правило, снижение темп-ры магнитного фазового перехода в намагни. состояние. Флуктуации обменных взаимодействий в случае аморфного ФМ увеличивают скорость снижения спонтанной намагниченности при увеличении

В аморфных ФМ и ФИМ наблюдаются разл. типы доменных структур, включая цилиндрич. магн. домены. Магнитострикции аморфных ФМ и их кристаллич. аналогов сравнимы [2].

Методы получения А. м. основываются на том или ином способе фиксации неупорядоченного атомного состояния вещества. Наибольшее распространение получили методы закалки расплавов со скоростями

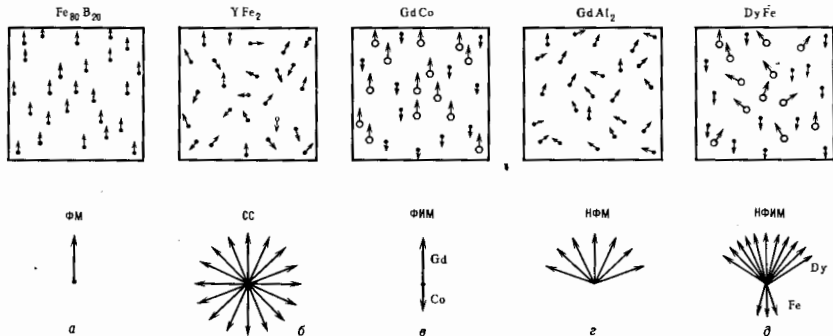


Рис. 1. Типы магнитных структур аморфных магнетиков: а — ферромагнитная; б — спиновое стекло; в — ферриамгнитная; г — неферромагнитная; д — неферриамгнитная. Точки и кружки обозначают места локализации атомных магнитных моментов и в структурах ФМ и СС точки — атомы железа; в структуре ФИМ — атомы кобальта, кружки — атомы гадолиния; в структуре НФМ точки — атомы гадолиния, в структуре НФИМ — атомы железа, кружки — атомы диспрозия.

темп-ры. Энергетич. спектр элементарных магн. возмущений аморфного ФМ имеет протонный характер (см. *Квантовая теория*), т. е. существует минимум энергии при значении волнового числа, определяемом характерным размером неупорядоченности структуры. Низкотемпературная «магнитная» часть теплоемкости некоторых редкоземельных А. м. линейно зависит от темп-ры.

При идеальной изотропии аморфного вещества макроскопич. магн. анизотропия в нём отсутствует. Однако локальная магн. анизотропия, возникающая, напр., от анизотропии локальной *внутрикристаллического поля*, оказывает важное влияние на магн. свойства А. м. Так, *коэрцитивная сила* аморфного ФМ увеличивается очень резко, когда энергия односторонней локальной анизотропии становится сравнимой с энергией обменного взаимодействия. Это явление используют для создания магнитно-жестких А. м. Реальные А. м. не являются макроскопически изотропными из-за различий, гл. обр. технол., причин и обычно обладают макроскопич. магн. анизотропией.

Сравнение магнитных свойств некоторых кристаллических и аморфных сплавов (300К)

Сплавы	Состав	$\lambda_{\text{ДМ}}$, Тл	$T_{\text{Н}}$, °С	$H_{\text{С}}$, А/м	$\lambda_{\text{С}}$ · 10 ⁴
Кристаллические	Ni (80%) Fe (16%)	0,78	460	2	~0
	Ni (80%) Fe (20%)	0,82	400	0,4	~0
	Ni (50%) Fe (50%)	1,60	480	8	40
	Fe (96,8%) Si (3,3%)	2,93	730	40	4
Аморфные	Fe ₈₀ Co ₁₀ P ₁₀ B ₁₀ Al ₁₀	0,63	260	1,2	~0
	Fe ₈₀ P ₁₀ B ₁₀	1,36	344	8	26
	Fe ₈₀ P ₁₀ C ₁₀ B ₁₀	1,49	292	4	30
	Fe ₈₀ B ₂₀	1,60	374	3,2	30

Примечание: $\lambda_{\text{ДМ}}$ — магнитная индукция; $T_{\text{Н}}$ — темп-ра Нюри; $H_{\text{С}}$ — коэрцитивная сила; $\lambda_{\text{С}}$ — магнитострикция насыщения.

10⁴–10⁶ К/с. Напр., для получения аморфных металлических ферромагн. лент и лент используют метод «всплини-гонали» расплава на вращающихся металлах, барабан (рис. 2, а) либо метод «экстракции» — выбрасывания

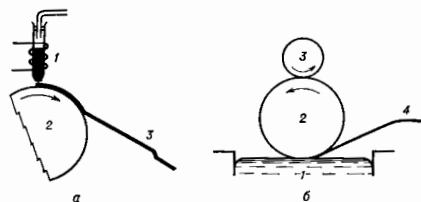


Рис. 2. Методы получения металлических аморфных магнетиков. а — Метод «всплинирования»; 1 — расплав; 2 — вращающийся металлический диск; 3 — аморфная лента. б — Метод «экстракции» расплава: 1 — ванна с расплавом; 2 — вращающийся металлический диск; 3 — вспомогательный диск для очистки поверхности диска 2; 4 — аморфный сплав.

расплава вращающимся диском (рис. 2, б). Для получения аморфных порошков вещество расплющивают электр. полем, взрывной волной и т. п. Массивные А. м. формируют из порошков методом прессования или взрыва. Используют также метод ионно-плазменного напыления. В тонкопленочном виде А. м. получают методами конденсации паров на охлажденную подложку, электро- и хим. осаждения, ионно-плазменного напыления, ионной имплантации и др. [3, 4].

Перспективностью техн. использования А. м. из *металлических сплавов* связана с относительной простотой их получения, высокой магнитной проницаемостью (~10⁴), малыми магн. потерями (~0,5 Вт/кг), высокой антикоррозийной стойкостью, относительно большим электр. сопротивлением, возможностью получения

Магнитно-жестких материалов с большой магн. энергией. Недостатки А. м. обусловлены принципиальной нестабильностью аморфного состояния. Со временем происходит перестройка атомной структуры А. м. и соответствующие изменения магн. свойств. Кроме того, введение аморфизующих добавок (металлоидов) снижает намагниченность А. м., а снижение температуры магн. фазового перехода делает их менее термостабильными.

Магнитно-мягкие А. м. получают на основе сплавов 3d-металл — металл [см. табл., типичный пример — металл (металлич. стекло) $Fe_{80}B_{20}$]. В качестве магнитно-жестких материалов используют сплавы 3d- и 4f-металлов, напр. $TbFe_2$. А. м. применяют для создания трансформаторов, магн. экранов, пост. магнитов, головок магнитофонов, систем магн. ламп и др. устройств электро- и радиотехники.

Лит.: 1) Губанов А. И., Квазиклассическая теория аморфных ферромагнетиков, «ФТТ», 1960, т. 2, с. 502; 2) Игнатьев В. П., А. м., Аморфные магнетики, «УФН», 1981, т. 134, с. 305; 3) Хэндрикс К., Коббс С., Аморфные ферро- и ферромагнетики, пер. с нем., М., 1982; 4) Быстроанализируемые металлы, пер. с англ., М., 1983; 5) А. м. Центральной А. м. АМОРФНЫЕ МЕТАЛЛЫ — твердые некристаллич. металлы и их сплавы. Экспериментально аморфность металлов (и неметаллов) невест устанавливается по отсутствию характерных для кристаллов дифракц. максимумов на рентгено-, нейтрон- и электронограммах образцов. Осн. методы получения А. м.: 1) быстрое охлаждение (со скоростями $q \geq 10^6 - 10^8$ К/с) жидкого расплава; получаются аморфные сплавы наз. *металлическими стеклами*; 2) конденсация паров или выпадение атомов на холодную подложку с образованием тонких пленок А. м.; 3) электрохим. осаждение; 4) облучение кристаллич. металлов интенсивными потоками ионов или нейтронов.

А. м. — метастабильные системы, термодинамически неустойчивые относительно процесса *кристаллизации*; их существование обусловлено только замедленностью кинетич. процессов при низких темп-рах. Стабилизации А. м. способствует наличие т. н. аморфизующих примесей. Так, аморфные пленки из чистых металлов значительно менее стабильны, чем пленки из сплавов, а для получения металлич. стёкол из чистых металлов требуются очень большие скорости охлаждения ($\sim 10^8$ К/с).

Наибольший интерес представляют металлические стёкла, впервые полученные в 1960. Основные классы металлических стёкол: системы M_1-xY_x , где M — переходный или благородный металл, Y — аморфизующий неметалл, $x \approx 0.2$ (например, Pd-Si, Fe-B, Fe-Ni, (P, Cu) и сплавы переходных металлов (Ti-Ni, Zr-Cu) или других металлов (La-Ni, Ga-Al, Mg-Zn) в нек-рых интервалах составов [1-3]. Мн. металлич. стёкла обладают уникальными механич., магн. и хим. свойствами. Пределы текучести и прочности для ряда металлич. стёкол очень высоки и близки к т. в. теоретич. пределам. В то же время металлич. стёкла обладают высокой эластичностью, что резко отличает их от диалектрич. и полупроводниковых стёкол. Мн. металлич. стёкла при высокой механич. прочности характеризуются большой пл.ч. магн. восприимчивостью, малыми значениями коэрцитивных сил (до неск. Мэ) и практически полным отсутствием магн. гистерезиса. Коррозионная стойкость нек-рых металлич. стёкол на неск. порядков выше, чем у лучших жаропрочных сталей. Среди др. уникальных особенностей металлич. стёкол — слабое поглощение звука, каталитич. свойства [1, 2, 4].

Осн. особенности металлич. стёкол, но-видимому, связаны с их высокой микроскопич. однородностью, т. е. отсутствием дефектов структуры типа межзёрнистых границ, дислокаций и т. н. Дальняя теория, объясняющая свойства и явления в металлич. стёклах, не равна.

Термостабильность металлич. стёкол характеризуют т. в. темп-рой кристаллизации $T_{крст}$ (при к-рой от-

жиг в течение 1 ч приводит практически к полной кристаллизации образца). $T_{крст}$ варьируется в пределах 300—4000 К (для наиболее распространённых стёкол 600—800 К). Металлические стёкла практически стабильны при $T \leq T_{крст} - 200$ К. Времена кристаллизации при этом осцивируются в сотни лет. Разработан ряд способов проза-ва металлич. стёкол, в частности литьё струи расплавленного металла на быстровращающуюся холодную подложку. При этом в 1 мин производится до 1—2 км ленты толщиной 20—100 мкм, шириной 2—100 мм; длина одной ленты практически неограничена [1, 2, 4].

Аморфные металлич. пленки, полученные осаждением металла из паровозного состояния на холодную подложку, обычно менее термостабильны, чем металлич. стёкла, и кристаллизуются при $T < 300$ К. Исключение составляют т. н. аморфообразующие сплавы, получаемые носолоним напылением отд. компонент (в виде монослоев). По термостабильности они близки к металлич. стёклам. С ростом толщины стабильность пленок обычно падает. Наиб. изучены их электр. и сверхпроводящие свойства [5]. Темп-ра сверхпроводящих переходов в А. м. может быть как выше, так и ниже, чем в кристаллич. веществах того же состава. Коррозионная стойкость аморфных пленок обычно выше, чем кристаллов. Но в целом их физ. свойства изучены слабо. Ещё в большей степени это относится к А. м., полученным электрохим. осаждением или радиац. воздействием на кристаллы.

Лит.: 1) Металлические стёкла, пер. с англ., М., 1982; 2) Chen H. S., Glassy metals, «Repts Progr. Phys.», 1980, v. 43, p. 353; 3) Giessens B. C., Whang S., Formation and characterization of amorphous metals, «J. Phys. Colloque C-8», 1980, v. 41, p. 93; 4) G. I. m. a. J., Overview of the technology and significance of metallic glasses, там же, p. 811; 5) Кромвик Ю. Ф., Физика металлических пленок, М., 1979. Э. Г. Вокс.

АМПЕР (по имени франц. физика А. Ампера, А. м. Ампер, 1775—1836), А — единица силы электрич. тока СИ, равная сил. неизменяющегося тока I , при прохождении по двум параллельным проводящим проводникам бесконечной длины и ничтожно малой площади кругового поперечного сечения, расположенного в вакууме на расстоянии 1 м один от другого, вызвал бы на каждом участке проводника длиной 1 м силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н.

А. является также единицей магнитовозбуждающей силы, равной магнитодвижущей силе вдоль замкнутого контура, сцепленного с цепью нос. тока силой 1 А.

АМПЕРА ЗАКОН — закон взаимодействия пост. токов. Установлен А. Ампером в 1820. Согласно А. з., сила dF_{1-2} , действующая со стороны одного элементарного «отрезка тока» $I_1 dl_1$ на другой $I_2 dl_2$, убывает обратно пропорционально квадрату расстояния между ними r_{12} и в среде с магн. проницаемостью μ может быть представлена в виде

$$dF_{1-2} = \mu c^{-2} I_1 I_2 r_{12}^{-2} [dl_1 [dl_2 r_{12}]]. \quad (1)$$

Здесь использована Гаусса система единиц, c — скорость света в вакууме. Входящие в (1) элементарные отрезки токов являются частями замкнутых контуров, поскольку пост. электрич. токи всегда чисто соленоидальны (вихревые). Поэтому А. з. в форме (1) имеет лишь вспомогат. смысл, приводя к правильным (подтверждаемым на опыте) значениям сил только после интегрирования (1) по замкнутым контурам l_1 и l_2 .

Напр., в общем случае элементарные силы между двумя отрезками токов оказываются взаимными: $dF_{1-2} \neq dF_{2-1}$, однако при переходе к замкнутым контурам эта взаимность устраняется. Из А. з. следует, в частности, что два прямых провода с токами I_1 и I_2 , текущими параллельно или антипараллельно друг другу на расстоянии d , соответственно притягиваются или отталкиваются с силой (на единицу длины), равной $F_{1-2} = F_{2-1} = \pm 2I_1 I_2 / c^2 d$. А для плоских контуров с токами I_1 и I_2 на расстояниях, существую-

превышающих их размеры, взаимодействуют между собой как два магн. диполя (т. д. Из А. э. и *Биофизика* закона вытекают выражение для силы, действующей на ток в заданном внеш. магн. поле $B = \mu H$ (H — напряженность магн. поля, B — магн. индукция), $dF = c^{-1} [d\mathbf{B}]$. Отсюда в случае произвольного распределения токов с объёмной плотностью $j = IM/\Delta V$ для силы на единицу объёма $f = \Delta F/\Delta V$ получается

$$f = c^{-1} [jB]. \quad (2)$$

Величину (2) наз. силой Ампера, а в случае конвективного тока, обусловленного движением заряд. частиц, $j = \rho v$ (v — скорость, ρ — объёмная плотность заряда), она известна как *Лоренца сила*.

Иногда А. э. наз. интегральное соотношение $\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = 4\pi I/c$, где I — полный ток, протекающий через поверхность, ограниченную замкнутым контуром C . Это соотношение аналогично *Гаусса теореме* в электростатике.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965. М. А. Миллер, Г. М. Пермитин. **АМПЕРА ТЕОРЕМА** — устанавливает эквивалентность полей, создаваемых магн. листком и пост. электрич. током, текущим по контуру, совмещённому с краем этого листка. Магн. листком наз. участок поверхности S с равномерно распределёнными на нём элементарными магн. диполями, направленными по нормали \mathbf{n} к S (рис. 1). Поверхностная плотность диполей $\rho_{\text{дип}}$ на листке связана с эквивалентным током I соотношением $\rho_{\text{дип}} = c^{-1} I \pi$ (*Гаусса система единиц*); при этом направления тока и нормали \mathbf{n} удовлетворяют правилу правого винта. В случае произвольного распределения вектора намагничивания \mathbf{M} (дипольного момента единицы объёма) плотность эквивалентного тока \mathbf{j} определяется равенством $\mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{M}$, являющимся обобщением А. т.

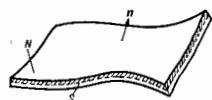


Рис. 1. Модель магнитного листка: тонкий лист, намагниченный перпендикулярно к его поверхности.

В 1820 А. Ампер экспериментально показал, что магн. свойства витка с током и пост. магнита на достаточно больших расстояниях одинаковы. В том же году он сформулировал и доказал А. т. с помощью известного вывода *Стокса формулы* рассуждениями:

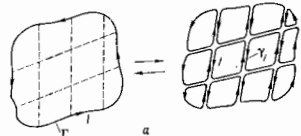
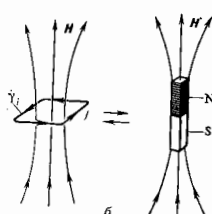


Рис. 2. Магнитное поле витка с током: \mathbf{a} — ток по контуру Γ эквивалентен совокупности токов по контурам γ_i ; \mathbf{b} — соответствующие внешнему полю постоянного магнита.



пусть по замкнутому контуру Γ лежачему на поверхности S , течёт электрич. ток I . Поверхность S можно разбить на сколько угодно большое число ячеек (рис. 2, а) и представить, что по каждому элементу получившейся сетки текут виртуальные токи, равные по величине I и противоположные по направлению, так что суммарный ток в каждом витке

решением элементарно равен нулю. В силу *суперпозиции принципа* полученная система виртуальных токов эквивалентна по своему магн. действию исходному току; с другой стороны, каждый элементарный виток с током эквивалентен маленькому магнитку с дипольным моментом $\Delta p_{\text{дип}} = c^{-1} I \pi \Delta S$, где ΔS — площадь ячейки (рис. 2, б).

А. т. сыграла значит. роль в становлении представлений о единой природе электрич. и магн. явлений. Вместе с *двойственностью перестановочной принципам* А. т. позволяет установить соответствие между полями в электростатик. и магнитостатич. системах ($\mathbf{e} \leftrightarrow \pm \mathbf{p}^{\text{вн}} \pm \mathbf{p}^{\text{вн}}$); с нек-рыми ограничениями его можно перенести и на переменные поля.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976. М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

АМПЛИТУДА колебаний (от лат. *amplitudo* — величина) — наибольшее отклонение колеблющейся величины от среднего положения или от нек-рого значения, условно принятого за нулевое. Для *гармонического колебания* $u(t) = A_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$ А. колебаний A_0 является величиной постоянной. При комплексной записи

$$w(t) = u + iv = A_0 \exp(i\omega t + i\varphi_0)$$

вводится понятие комплексной А. $A_0 = A_0 \exp(i\varphi_0)$, где φ_0 — нач. фаза. В случае амплитудно-модулиров. колебаний $u(t) = A(t) \cos(\omega t + \varphi_0)$ величина $A(t)$ изменяется во времени, однако её по-прежнему можно классифицировать как А., если характерное время изменения $A(t)$ существенно больше периода ПЧ -колебаний $2\pi/\omega$, т. е. если её *Фурье спектр* может быть с достаточной точностью представлен частотами, много меньшими ω .

В более сложных случаях колебаний с амплитудно-фазовой модуляцией определение А. и фазы основываются на сопоставлении квазигармонич. процессу $u(t)$ аналитич. Ф-ции

$$w(t) = u(t) + iv(t) = A(t) \exp[i\varphi(t)],$$

где $A = \sqrt{u^2 + v^2}$, $\varphi = \text{arctg}(v/u)$. Сопригажённая с $u(t)$ ф-ция $v(t)$ обладает сдвинутыми по фазе на $\pi/2$ спектральными гармониками и определяется *Гильберта преобразованием*:

$$v(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(\tau) d\tau}{t - \tau}$$

(см. *Дисперсионные соотношения, Аналитический сигнал*).

Иногда термин «А.» применяется и к произвольному во времени, даже существенно неперiodич. процессам, когда вообще трудно говорить о колебаниях как таковых. Тогда в него вкладывается смысл макс. отклонения, размаха и т. п.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вайнштейн Л. П. и др. А., Избранные лекции. Расчётные частоты в теории колебаний и волн, М., 1982.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин. **АМПЛИТУДА ВЕРОЯТНОСТИ** в квантовой механике — то же, что *волновая функция*.

АМПЛИТУДА ПРОЦЕССА — комплексная величина, квадрат модуля k -рой определяет вероятность данного процесса (или его *сечения*). А. п. описывает переход между состояниями, задаваемыми векторами *состояния* в бесконечно удалённом прошлом (в момент времени $t \rightarrow -\infty$) и бесконечно удалённом будущем ($t \rightarrow +\infty$), где взаимодействие считается выключённым (см. *Адиабатическая гипотеза*). Совокупность А. п. образует *матрицу рассеяния* (S -матрицу), численные k -рой является одной из основных задач квантовой теории поля. Единств. регулярный метод её вычисления пока остаётся теория возмущений, графич. представление k -рой даётся *Фейнмана диаграммами*.

А. В. Брёмов. **АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ** — квантово-механич. амплитуда перехода между двумя состояниями системы в непрерывном спектре. Одно из этих состояний отве-

чае начальному ($t_f \rightarrow -\infty$), другое — конечному ($t_f \rightarrow \infty$) моментам времени.

А. р. $A_{b,a}$ является матричным элементом матрицы (оператора) рассеяния T :

$$A_{b,a} = \langle \gamma_b, T \gamma_a \rangle. \quad (1)$$

к-рая связана с S -матрицей соотношением $S = 1 - iT$ и имеет вид

$$T = V + V' \frac{1}{\mathcal{E}_a - H_0 - i0} V. \quad (2)$$

Здесь $H = H_0 + V = H_0' + V'$ — полный гамильтониан системы, H_0 и V — свободный гамильтониан и взаимодействие, отвечающее состоянию системы в момент времени t_i (H_0, V' — соответствующие величины в конечный момент времени t_f), γ_b, γ_a — собств. ф-ции в состоянии начального спектра свободных гамильтонов H_0 и H_0' , \mathcal{E}_a — собств. значение энергии, отвечающее состоянию γ_a .

Благодаря сохранению импульса амплитуда $A_{b,a}$ может быть записана в форме

$$A_{b,a} = \delta(\mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i) T_{b,a}. \quad (3)$$

где $\mathbf{p}_i (\mathbf{p}_f)$ — трёхмерный импульс системы начального (конечного) состояния, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака. Часто термин «А. р.» применяется к величине $T_{b,a}$.

В низшем приближении по взаимодействию А. р. дается матричным элементом от потенциала взаимодействия V , что соответствует *барновскому приближению*. Для простейшего случая рассеяния нерелятивистской бесспиновой частицы в сферически симметричном потенциале $V(r)$ (r — расстояние до рассеивающего центра) А. р. имеет вид $T_{b,a} = f(\theta, \epsilon)$ и характеризуется углом рассеяния θ и энергией ϵ (здесь $\epsilon = p^2/2m$, $p = |\mathbf{p}_f| = |\mathbf{p}_i|$, $\cos \theta = \mathbf{p}_f \cdot \mathbf{p}_i / p^2$, m — масса частицы). А. р. $f(\theta, \epsilon)$ определяет асимптотку на больших расстояниях r точной волновой ф-ции системы $\psi(r)$ (к-рая является собств. ф-цией гамильтониана H), а именно при направлении начального импульса вдоль оси z :

$$\psi(r)_{r \rightarrow \infty} \sim e^{ipz/\hbar} + \frac{f(\theta, \epsilon)}{r} e^{ipr/\hbar}. \quad (4)$$

Первое слагаемое в этой ф-ле — плоская волна, описывающая нач. поток частиц, второе слагаемое — рассеивающаяся волна, описывающая рассеянные частицы, $f(\theta, \epsilon)$ можно представить в виде ряда по полиномам Лежандра $P_l(\cos \theta)$ (разложение по парциальным волнам):

$$f(\theta, \epsilon) = \frac{\hbar}{2ip} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{i\delta_l} - 1) P_l(\cos \theta), \quad (5)$$

где вещест. параметры δ_l зависят от энергии и наз. фазами рассеяния, l — орбитальное квантовое число частицы. Эта ф-ла является представлением А. р. в виде суммы парциальных амплитуд рассеяния — А. р. в состояниях с заданным орбитальным моментом. Квадрат А. р. $f(\theta, \epsilon)$ определяет сечение рассеяния на угол θ в системе центра инерции в единичный телесный угол:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \epsilon)|^2.$$

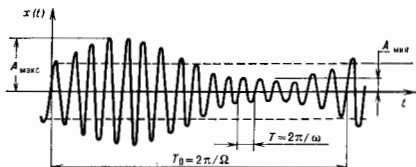
Существуют обобщения разложения по парциальным волнам для более сложных случаев рассеяния (рассеяния релятивистских частиц, частиц со спином, многочастичных амплитуд и пр.).

Амплитуда неупругого рассеяния (неупругих процессов) обычно наз. *амплитудой процесса*. Она является комплексной ф-цией энергий и переданных в процессе импульсов, а также зависит от спиновых и др. переменных, характеризующих нач. и конечное состояния системы. Эксперим. и теоретич. исследование свойств амплитуд упругого рассеяния и неупругих процессов — один из осн. методов изучения взаимодействия микро-частиц. См. *Рассеяние микрочастиц*.

Лит.: Мотт Н., Мессия Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., 3 изд., М., 1969; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Базь А. И., Зельдович И. Б., Нерсисов М. А., Рассеяние, рефракция и распады в нерелятивистской квантовой механике, 3 изд., М., 1971; М. В. Теретьев, **АМПЛИТУДА СОСТОЯНИЯ** в квантовой теории — то же, что *вектор состояния*.

АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ — изменение амплитуды колебаний или волн во времени (в пространстве). Закон изменения в принципе произволен, однако обычно термин «А. м.» применяется к процессам с медленным (по сравнению с исходными несущими колебаниями) изменением амплитуд, когда их поведение приближительно можно описать с помощью непрерывных ф-ций (обгибающих). Как несущие колебания, так и их обгибающие могут быть гармоническими, импульсными, случайными и т. п., однако наиб. важны и представительны случаи, когда несущие колебания синусоидальны. Тогда колебания с А. м. можно представить в виде: $x(t) = A(t) \sin(\omega t + \phi)$, где $A(t)$ — медленная ф-ция, описывающая поведение обгибающей, $\omega = 2\pi T$ и ϕ — частота и нач. фаза исходных колебаний. Условие медленности изменения амплитуд на характерном временном интервале, равном периоду T , определяется неравенством $dA/dt \ll A/T$. В простейшем случае (рис.) изменения обгибающей по синусоидальному закону $A(t) = A_0(1 + m \sin \Omega t)$ с частотой $\Omega = 2\pi/T_0 \ll \omega$ ($A_0 = \text{const}$) для характеристики относит. изменения амплитуды модуляторов колебаний используют параметр $m = (A_{\text{макс}} - A_{\text{мин}}) / (A_{\text{макс}} + A_{\text{мин}})$ — коэф. модуляции.

В технике А. м. применяют для передачи информации на расстояние обычно с помощью эл.-магн. волн радио- и оптич. диапазонов (хотя существуют системы передачи



с помощью звуковых и др. колебаний); суть А. м. — перенос НЧ-спектра модулирующего (информационного) сигнала в ВЧ-область, характерную для спектра исходных (несущих энергию) колебаний. Спектральный состав сигналов с А. м. может быть довольно сложным. Так, в случае несинусоидальной обгибающей по обе стороны от спектральной линии несущей частоты ω возникают полосы спектральных компонент т.н. *боковых частот* $\omega \pm \Omega$ ($k=1, 2, \dots$), где Ω — частота первой гармоники спектра информац. сигнала. Если спектр боковых частот симметричен относительно ω , то А. м. наз. *линейной*, если несимметричен, то наз. *нелинейной*. Ширина областей боковых частот должна быть существенно меньше несущей частоты ω . Чем уже полоса боковых частот, тем эффективнее решаются задачи техн. реализации приёмно-передающих трактов. Полезная информация полностью содержится в каждой из двух областей боковых частот. Поэтому для информац. связи достаточно передать лишь одну из боковых полос. В многоканальных системах связи в качестве несущего сигнала используют не гармонич. колебание, а периодич. последовательность радиомпульсов.

Для физики характерна также т.п. естеств. А. м. колебаний, связанная либо с взаимодействием исходных колебаний с нестационарной средой (в частности, с флуктуациями плотности жидкости или газа, колебаниями кристаллич. решётки в твёрдом теле, см., напр., *Мандельштам — Бриллюэн рассеяние*), либо с реакцией среды на изменение её параметров под действием

исходных колебаний или волн (см., напр., *Самософокусировка света*). Наряду с пространств. самофокусировкой (модуляция интенсивности излучения) встречаются эффекты самомодуляции (автомодуляции) волн в нелинейных диспергирующих средах, связанные с неустойчивостью плоских гармоник. Волны по отношению к низкочастотным модулирующим возмущениям, вызывающим А. м. исходных (как волновых, так и автоволновых) колебаний (см. *Самомодуляция света*). Естественн. А. м. используется для диагностики параметров разнообразных сред (спектроскопии), формировании мощного светового излучения (нелинейная оптика) и др. приложений. См. также *Модулированные колебания*, *Модуляция света*.

Лит.: Рытов С. М., Модулированные колебания и волны, «Стр. ФИАН», 1940, т. 2, в. 1; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., *Самософокусировка и дифракция света в нелинейной среде*, «УФН», 1967, т. 93, в. 1; Ганюнов А. В., Островский Л. А., Рабинович И. М., *Одномерные волны в нелинейных системах с дисперсией*, «Изв. вузов. Радиофизика», 1970, т. 13, № 2.

Ю. К. Богатырь.

АМПЛИТУДНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА — зависимость амплитуды $A_{\text{вых}}$ сигнала на выходе устройства от амплитуды $A_{\text{вх}}$ на его входе. Обычно определяется при гармонич. входном сигнале и используется для оценки линейности устройств. При достаточно малом $A_{\text{вх}}$ А. х. большинства устройств линейна, а коэф. передачи $k = A_{\text{вых}}/A_{\text{вх}}$ постояен. С ростом $A_{\text{вх}}$ проявляется нелинейность А. х., приводящая к изменению k , нелинейным искажениям формы и ограничению амплитуды выходного сигнала.

М. А. Троицкая.

АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА (частотная характеристика) — зависимость амплитуды колебания на выходе устройства от частоты входного гармонич. сигнала. Измеряется при изменении частоты постоянного по амплитуде входного сигнала. Для негармонич. входного сигнала А.-ч. х. показывает, как передаются его отд. гармонич. составляющие, и позволяет оценить искажения его спектра. При график. представлении А.-ч. х. по оси абсцисс откладывается частота входного сигнала в линейном или логарифмич. масштабе, по оси ординат — амплитуда выходного сигнала $A_{\text{вых}}$ или модуль коэф. передачи устройства $k = A_{\text{вых}}/A_{\text{вх}}$. Граничными частотами наз. частоты $\omega_n, \omega_{\text{в}}$ на к-рых $A_{\text{вых}}$ (или k) уменьшается до заданной величины. Область частот от ω_n до $\omega_{\text{в}}$ наз. полосой пропускания устройства. В узкополосных устройствах $\omega_{\text{в}} - \omega_n \ll \omega_n$, в широкополосных $\omega_{\text{в}} \gg \omega_n$, поэтому удобно использовать логарифмич. масштаб по оси ω .

М. А. Троицкая.

АМПЛИТУДНЫЙ АНАЛИЗАТОР — прибор ядерной электроники, предназначенный для исследования распределения по амплитуде импульсов, приходящих от электронных детекторов частиц. Измерение амплитудного спектра $F(A)$, где A — амплитуда импульса (сиг-

нала, рис. 1, а), сводится к разбросанию рабочего диапазона амплитуд на M равных интервалов и регистрации импульсов с амплитудами, лежащими в этих интервалах (каналах). Результат такого измерения изображен на рис. 1, б, где N_i — число событий, зарегистрированных в канале «i» за время измерения T :

$$N_i \sim \int_{A_i}^{A_{i+1}} F(A) dA,$$

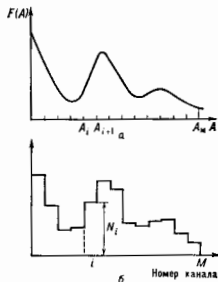


Рис. 1. Амплитудный спектр.

$F(A)$ — плотность вероятности появления импульса с амплитудой A . Величина $\Delta_i = (A_{i+1} - A_i)$ наз. шириной i -го канала; M — число каналов $A. a.$, обычно равное 1024, 4096 и 16384. Для идеального $A. a.$ $\Delta_i = \text{const}$. Различают одно- и многоканальные $A. a.$ В случае одноканального $A. a.$ последовательно задается значение A_i ($i = 1, 2, \dots, M$) и производится измерение числа событий в интервале амплитуд за время T для

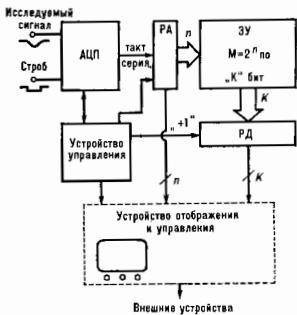


Рис. 2. Блок-схема амплитудного анализатора.

каждого i . Обычно $A_i \sim A_0 + i\Delta$, где A_0 — нач. амплитуда, Δ — ширина канала одноканального $A. a.$ (см. *Амплитудный дискриминатор*). Полное время измерения спектра при этом равно MT , т. е. в M раз больше, чем для многоканального $A. a.$

Многоканальный $A. a.$ содержит аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), регистр адреса (РА), регистр данных (РД), блок запоминающего устройства (ЗУ), блок управления, а также узлы отображения накопленных спектров и сопряжения с внеш. устройствами (рис. 2). Разрешающая способность $A. a.$, его стабильность и диапазон измерения амплитуд зависят гл. обр. от АЦП. Для аналогового преобразования

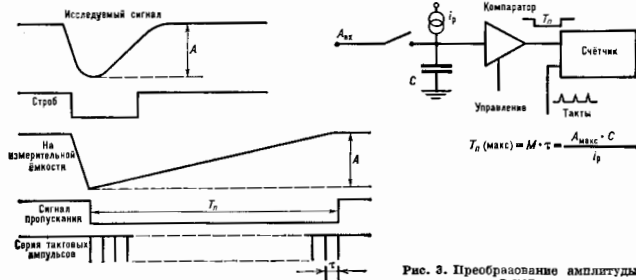


Рис. 3. Преобразование амплитуды в код.

используются: а) метод зарядки и линейной разрядки конденсатора (способ Вилкинсона); б) метод т. н. нонрадного уравнивания; в) т. н. параллельный способ, где применяются $M+1$ схем сравнения (компараторов), комбинации этих методов. Наибольшее быстродействие обеспечивает метод в, наилучшую линейность — а, по точности конкурируют методы а и б. Для временного отбора в АЦП предусмотрен вход стробирования. В зависимости от стоящей задачи в код преобразуется максимальное значение сигнала за время строб-импульса или его интервал.

На рис. 3 поясняется принцип преобразования Вилкинсона. Конденсатор C заряжается до амплитуды входного сигнала. Далее начинается разрядка емкости C пост. током i_p до нулевого потенциала. Время разрядки, пропорциональное амплитуде импульса A , анодируется импульсами т. н. тактового генератора, к-рые подсчитываются счётчиком. Кол-во и разрядов связано с числом каналов M соотношением: $M=2^n$. Число, полученное в РА к концу преобразования, и представляет собой код амплитуды. РА определяет адрес ячейки ЗУ, к-рое имеет M ячеек по k разрядов в каждой. Это позволяет записать до 2^k-1 событий в каждый из каналов. После завершения преобразования содержимое ячейки, номер к-рой хранится в РА, записывается в регистр данных РД. К коду в РД добавляется 1, и полученный результат возвращается в ту же ячейку памяти. Т. о., память А. а. работает в режиме многоканальной нерешётной схемы, где каждому каналу поставлен в соответствие определ. интервал амплитуд.

ЗУ выполняется на ферритовых кольцах, что позволяет сохранять результат при выключении питания, или на интегральных схемах. Содержимое памяти обычно отображается на экран электронно-лучевой трубки (рис. 1, б). По горизонтали откладывается номер i канала, а по вертикали — число событий в канале N_i в нормальном или логарифмич. масштабе. Устройство управления анализатора организует режимы измерения и проверки. Т. к. время измерения сравнительно велико, необходимо учитывать т. н. мёртвое время А. а. (время нечувствительности А. а. после каждого импульса).

Для получения сопоставимых результатов разл. измерения проводятся для равных величин «живого» времени $\tau = T_{\text{взм}} \sum_{j=1}^J T_{Mj}$, где $T_{\text{взм}}$ равно времени измерения, J — число зарегистрированных событий, T_{Mj} — мёртвое время при регистрации j -го события. Кроме экспозиций по «живому» времени возможны режимы измерения, при к-рых набирается заданное число событий в выбранном канале или в совокупности всех каналов. Кроме отображения данных, на электронно-лучевой трубке часто результаты выводит на самописец или в ЭВМ. А. а. строится на базе микро-ЭВМ, связанной через устройство сопряжения с АЦП. В этом случае спектрометрич. данные выводятся на внеш. устройство ЭВМ. Микро-ЭВМ даёт оператору возможность проводить коррекцию результатов анализа спектра с учётом мёртвого времени или нелинейности АЦП, вычислять интегралы числа событий в пиках, осуществлять нормировку, вычитание фона и т. д. Разрешающая способность А. а. определяется числом каналов M и формой границ между ними. Дифференц. нелинейность характеризует макс. отклонение ширины канала от ср. значения и в зависимости от используемого типа АЦП лежит в пределах 0,4—20%.

Лит.: Матали Л. А., Чубаров С. И., Ивашов А. А., Многоканальные анализаторы ядерной физики, М., 1967; Современная ядерная электроника, т. 1, М., 1974.

АМПЛИТУДНЫЙ ДИСКРИМИНАТОР — электронное устройство для анализа сигналов по амплитуде А, в частности импульсов от детекторов частиц. Различа-

ют интегральные А. д., регистрирующие импульсы, амплитуда к-рых больше определ. величины $A_{\text{пн}}$, наз. порогом дискриминации, и дифференциальные А. д., к-рые регистрируют импульсы при выполнении

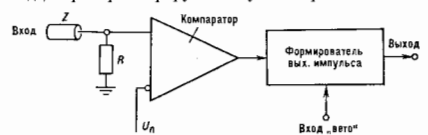


Рис. 1. Амплитудный дискриминатор.

условия $A_{\text{пн}} < A < A_{\text{пв}}$, где $A_{\text{пн}}$ и $A_{\text{пв}}$ — ниж. и верх. пороги дискриминации, A — амплитуда исследуемого сигнала.

Интегральный А. д. содержит т. н. пороговую схему сравнения (компаратор), к-рая срабатывает, когда

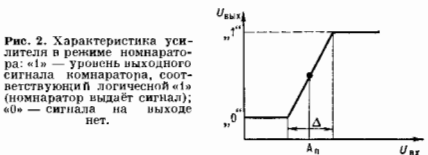


Рис. 2. Характеристика усилителя в режиме нонинвертирующей «1» — уровень выходного сигнала компаратора, соответствующий логической «1» (нонаторатор выдает сигнал); «0*» — сигнал на выходе нет.

входное напряжение (или ток) превышает пороговое значение $U_{\text{пн}}$, и устройство формирования выходного импульса по длительности и амплитуде (рис. 1). Для согласования кабеля, по к-рому подается исследуемый сигнал, на входе А. д. ставится сопротивление R ,

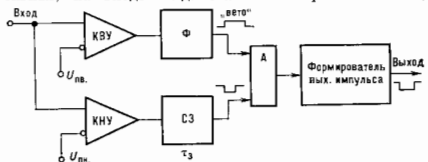
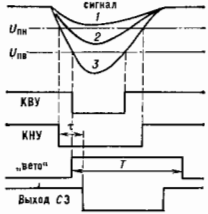


Рис. 3. Блок-схема дифференциального амплитудного дискриминатора: СЗ — схема задержки; Ф — формирователь длительности импульса; А — схема антисовпадений, выполняющая функцию временного отбора.

равное волновому сопротивлению кабеля Z . Для уравнивания выходящим импульсом в схему формирования вводит т. н. устройство запрета, к-рое блокирует выходные импульсы на время подачи спец. внеш. сигнала «свет». В качестве компаратора могут использоваться триггеры (спусковые схемы Шмидта), тумельные диоды и др. Чаще применяются высокоустойчив. усилители с характеристикой, изображённой на рис. 2.

Дифференциальные А. д., наз. также одноканальными амплитудными анализаторами (рис. 3), содержат компараторы ниж. уровня (КНУ) и верх. уровня (КВУ), к-рые имеют пороги дискриминации $U_{\text{пн}}$ и $U_{\text{пв}}$. Выходной сигнал КНУ всегда выше сигнала КВУ. Импульсы

Рис. 4. Временная диаграмма работы дифференциального амплитудного дискриминатора.



КВУ удлиняется с помощью формирователя Ф так, чтобы полностью «накрыть» импульсы КНУ. Для компенсации задержки между временами срабатывания КНУ и КВУ сигнал КНУ задерживается на время t_d . Дифференц. А. д. формирует выходной импульс лишь для входного сигнала 2 (рис. 4), т. к. только в этом случае срабатывает КНУ, а сигнал КВУ отсутствует. Лит.: К о в а л ь к о в. Лекции по электронике, лекция 5, англ., М., 1972; Мей и В. В. Старк Ф. Ф., Наносекундная импульсная техника, пер. с англ., М., 1973.

Ю. А. Семенов.

АНАГЛИФОВ МЕТОД (от греч. *anaglyphos* — рельефный) — метод наблюдения стереоскопич. изображений с использованием парных изображений, образующих *стереопары*. Для обеспечения возможности наблюдения изображений стереопары разделяют каждым глазом (для создания иллюзии) или окрашивают в разл. цвета (метод цветных анаглифов), или проецируются на экран через *поляризационные светофильтры* (поляризац. метод). Изображения стереопары, наложенные друг на друга с нек-рым линейным (параллаксическим) смещением, рассматриваются наблюдателем через разноцветные или поляризац. очкн. При этом каждый глаз видит только свое изображение, что обеспечивается или подбором соответствующей окраски стёкол, или за счёт различия направлений плоскостей поляризации очковых светофильтров.

Изображения, составляющие стереопару, проецируются двумя объективами на один общий экран, причём при окрашивании сами изображения, или на пути проецирующихся лучей располагаются цветные светофильтры.

При использовании метода цветных анаглифов оба изображения стереопары наблюдают неокрашенными (чёрно-белыми или серыми). Для улучшения условий наблюдения разноокрашенных изображений и обеспечения восприятия обоими глазами одинаковой степени серой окраски рекомендуется использовать *дополнительные цвета*. Т. о., метод цветных анаглифов не пригоден для наблюдения цветных стереоскопич. изображений. Кроме того, оба глаза работают в разных цветовых диапазонах и быстро утомляются.

При поляризац. методе возможно наблюдение чёрно-белых и цветных стереоскопич. изображений.

А. м. используется для создания объёмных изображений местности с помощью аэроснимков, для получения объёмных иллюстраций в учебных пособиях по стереометрии, начерт. геометрии, кристаллографии и др., в стереоскопии, кинематографе. К недостаткам А. м. относится необходимость применения спец. очков и большие световые потери.

Лит.: Иванов Б. Т., Стереоскоптехника, М., 1956; Гуревич С. С., Объёмная печатная иллюстрация, М., 1959, С. В. Крюкович.

АНАЛИЗ ДАННЫХ — дисциплина, посвящённая построению и исследованию процедур, осуществляющих преобразование от «исходных данных» к «результату». Ранее вместо термина «А. д.» употреблялся термин «обработка результатов наблюдений (измерений)». Матем. аппаратом А. д. является матем. статистика.

Под «исходными данными» обычно понимают нек-рый первичный набор чисел, получаемых в процессе проведения исследования: результаты измерений к.-л. физ. величин; совокупность параметров, характеризующих к.-л. событие или состояние системы, установок, физ. тела; число случаев осуществления к.-л. события; счёт наличия или отсутствия к.-л. признака и т. п.

Результатами А. д. обычно являются либо итоговые показатели (напр., при обработке многократных измерений к.-л. физ. величин), либо параметры модели (физ. закономерности), описывающей исследуемое явление (напр., размеры ядер при исследовании распределения углов рассеяния частиц на ядрах), либо вывод о справедливости к.-л. теории и т. п.

Погрешности данных. Как исходные данные, так и результаты помимо своей величиной характеризуются

ошибкой, или погрешностью. Под ошибкой обычно понимают разницу между наблюдаемой или вычисленной величиной и факт. величиной. Ошибки в исходных данных могут от опыта к опыту систематически повторяться (т. е. систематические ошибки) или меняться случайным образом (т. е. случайные или ошибки).

Систематич. ошибки, как правило, связаны с неправильной откалибровкой измерит. прибора (или невозможностью калибровки), с неправильной учётом влияния условий проведения опыта (или невозможностью их учёта), с неправильной методикой измерения и т. п. Напр., в прецизионных опытах по измерению полного сечения рассеяния частиц высокой энергии на протонах осн. вклад в систематич. ошибку даёт неточное знание плотности жидкого водорода, к-рый используется в качестве мишени. Исследование систематич. ошибок играет важную роль в анализе эксперим. данных. После выявления природы систематич. ошибок и определения их величины они перестают быть ошибками и становятся поправками. Если систематич. ошибку устранить не удастся, то обычно оценка систематич. ошибки приводится совместно с результатом.

Случайные ошибки измерений — флуктуации в наблюдениях (измерениях) — являются следствием конечной точности эксперимента (измерит. прибора) и (или) случайного характера наблюдаемой (измеряемой) величины. Получению численных результатов по данным измерений, содержащим случайные ошибки, посвящён раздел матем. статистики, наз. теорией ошибок (см. *Ошибки теории*). В исходных данных и в результатах анализа могут быть также и грубые ошибки (промахи) — следствие неаккуратных записей, неумелого применения прибора, применения испорченного прибора, арифметич. ошибок в вычислениях и т. п. Такие ошибки исправляют при более тщательном повторении опытов или расчётов.

Из-за наличия в реальных исходных данных всевозможных ошибок неясного характера на практике сложно сформулировать и построить такую процедуру, к-рая приведёт к окончат. результату. Поэтому А. д. обычно подразделяют на два раздела (этапа): исследование данных и обработка данных.

Исследование данных (или разведочный анализ) — это такие операции, выполнение к-рых существенно зависит от конкретных данных. При исследовании данных определяющую роль играет человек, к-рый решает: как дальше поступать с этими данными; какие точки выбросить, какие оставить; какую конкретную процедуру применить для улучшения качества исходных данных; нужно ли сгруппировать ряд данных и как это сделать и т. п. В разведочном анализе обычно используют простые методы преобразования и представления данных, позволяющие качественно оценить имеющиеся данные и повысить их надёжность (достоверность). Из осн. процедур разведочного анализа следует особенно отметить процедуру сглаживания, устранение грубых ошибок.

Обработка данных — это собственно процедура получения результатов по выбранной схеме. Матем. статистика в осн. посвящена именно обработке данных.

Статистический анализ. Из-за конечной точности измерений и наличия случайных ошибок либо из-за статистич. природы эксперим. данных ряд измерений $\{x_i\}$, проведённых независимо, рассматривают как случайные независимые, распределённые с плотностью вероятности $p(x)$, к-рая может быть дискретной либо непрерывной.

Задача эксперим. исследований — получить $p(x)$ по наблюдениям x_i , задача теории — придумать (вычислить) $p(x)$. При таком рассмотрении почти все задачи А. д. сводятся к оцениванию плотности вероятности $p(x)$ и определению согласия между теоретич. и эмпирич. распределениями. В матем. статистике задачам

оценки носившей раздел статистич. оценивания, а задачам определения согласия — раздел статистич. проверки гипотез. По способу оценивания плотности вероятности и определения её согласия с теоретич. А. д. подразделяют на параметрической и непараметрической.

В непараметрич. анализе предполагается, что нет никакой априорной информации относительно вида ф-ции $p(x)$. Заключение о ф-ции $p(x)$ или о её свойствах делается непосредственно из исходных данных. Построение *гистограмм* — один из примеров непараметрического оценивания плотности вероятности.

В параметрич. анализе предполагается, что $p(x)$ входит в параметрич. семейство распределения $p(x) = p(\alpha, x)$, где α — конечный набор параметров (дисcretные или непрерывные), к-рые выделяют отд. распределения из семейства. Здесь проблема оценивания ф-ции $p(x)$ сводится к выбору подходящих значений α . Простейшая задача параметрич. анализа — получение результата для к.л. физ. величины по данным её многократных измерений со случайной ошибкой, соответствующей Гаусса *распределению* ошибок. Пусть имеется ряд $x_i, i=1, 2, \dots, N$ измерений одной и той же физ. величины с дисперсией σ^2 . Вероятность, что одного наблюдения x_i рана $P_i = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \times \exp[-(x_i - \mu)^2/2\sigma^2]$, тогда вероятности N независимых наблюдений $x_i, i=1, 2, \dots, N$, рана произведение вероятностей

$$P(\mu, \sigma) = \prod_{i=1}^N P_i = \\ = (2\pi\sigma^2)^{-N/2} \exp\left[-\sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2/2\sigma^2\right].$$

Согласно *максимального правдоподобия методу* и качеству оценки результата измерений физ. величины x_i при пост. дисперсии σ^2 , следует взять такую величину μ^* , к-рая даёт максимум вероятности $P(\mu, \sigma)$. Максимум предельного выражения достигается при минимуме показателя экспоненты, откуда следует, что $\mu^* = N^{-1} \sum_{i=1}^N x_i$.

Проверка гипотез. Результатом А. д. может быть также оценка справедливости к.л. теоретич. модели или гипотезы (см. *Статистическая гипотеза*) в смысле применимости её к экспериментально наблюдаемому явлению. Такой результат сам по себе не даёт доказательства справедливости теории, он даёт лишь возможность выбора альтернатив и степень согласия теории и эксперимента.

Нужно надо проверить гипотезу H_0 по отношению к гипотезе H_1 на основании нек-рых эксперим. наблюдений $\{x\}$. Пусть $X(x|H)$ есть ф-ция наблюдений и проверяемой гипотезы X обычно наз. *проверочной* и ω есть пространство возможных значений X . Пространство Ω делит на две области ω и $\Omega - \omega$, к-рые соответственно наз. критической и допустимой. Сигнают, что при попадании проверяющей статистики X в критич. область ω гипотеза H_0 неверна (верна H_1), а при попадании X в допустимую область гипотеза H_0 верна (H_1 ошибочна).

Разделение пространства Ω на критическую и допустимую области обычно производятся так, чтобы вероятность отвергнуть гипотезу, когда она верна (т. е. вероятность потери), была бы малой. Величину этой вероятности наз. *уровнем значимости* или величиной критерия. Т. о., уровень значимости α равен вероятности попадания X в ω , когда гипотеза H_0 верна, т. е. $P(X \in \omega | H_0) = \alpha$. С др. стороны, целесообразно потребовать также малости вероятности принятия ложной гипотезы, т. е. вероятности β при $\mu \in \omega$:

$$P(X \in \Omega - \omega | H_1) = \beta.$$

Для оценки критерия проверки альтернативных гипотез (см. *Статистический критерий*) служит величина, наз. *мощностью* критерия, к-рая определяется как вероятность $1 - \beta$ попадания X в критич. область пространства Ω , когда верна гипотеза H_1 , т. е. $P(X \in \omega | H_1) = 1 - \beta$. При выборе гипотез исследователю обычно revient, какие потери α он может допустить, а затем выбирает проверочную статистику и критич. область так, чтобы максимизировать мощность критерия $1 - \beta$.

Одна из наиб. общих проверяемых гипотез при А. д. состоит в том, что плотность вероятности $p(x)$ есть данная ф-ция x , т. е. $p(x) = f(x)$. Здесь обычно нет определ. альтернативной гипотезы, т. е. фактически имеется набор всевозможных альтернативных гипотез, к-рые явно не определены. В этом случае невозможно выделить примесь и определить мощность критерия. Такая задача возникает при проверке совпадения эксперим. данных с к.л. теоретич. моделью, которая решается на основе критерия согласия χ^2 . Как при обычной проверке гипотез, начинают с выбора проверочной статистики, однако пространство Ω не делится на критич. и допустимую области. Уровень значимости здесь определяется как вероятность того, что при условии H_0 проверяющая статистика X будет иметь значение, превышающее величину T , наблюдаемому из данных, $P(X \geq T | H_0) = \alpha(T)$. В данном контексте величина $\alpha(T)$ наз. также *уровнем достоверности*.

Критерий согласия конструируется при помощи меры различия между непараметрич. оценкой плотности вероятности (чаще всего гистограммой) и теоретич. ф-нией плотности вероятности проверяемой гипотезы. Наиб. популярной является квадратич. мера, нормированная на дисперсию. В достаточно общих предположениях проверяющая статистика сводится к сумме квадратов независимых, нормально распределённых случайных величин с нулевым средним и единичной дисперсией, к-рая имеет χ^2 -распределение с числом степеней свободы, равным кол-ву членов в сумме. В этом случае критерий согласия является χ^2 -критерий Пирсона.

Использование ЭВМ. Совр. эксперим. исследования в области ядерной физики, геофизики, физики атмосферы, океана и др. характеризуются огромным объёмом получаемой первичной информации (до 10^{12} бит/с и более). Результаты эксперимента обычно составляют $\sim 10^6$ бит. Т. о., в процессе А. д. происходит значит. сжатие информации (в 1 млрд. раз и более). А. д. таких эксперим. исследований немалым без использования средств автоматизации и быстродействующей вычисл. техники (см. *Автоматизация эксперимента*). Каждый эксперимент во времени проходит два этапа: получение данных и получение результатов. Совр. автоматизиров. эксперим. установки, оснащённые вычисл. техникой, позволяют решать часть задач А. д. уже в процессе их получения, т. е. в реальном масштабе времени проведения измерений. Этот этап А. д. обычно наз. анализом в реальном масштабе времени или анализом «в линию».

Целью и смыслом анализа «в линию» является всеобъемлющий контроль за работой эксперим. установки и ходом эксперимента в целом. Наб. эфф. лид контроля — контроль по конечным результатам. Такой метод контроля избавляет от трудоемких исследований зависимости свойств установки от исслед. параметров, от необходимости выбирать и устанавливать допуски на изменение этих параметров и комбинации этих изменений. Повышается и надёжность установки, т. е. имеется возможность оперативно принимать решения о необходимости и целесообразности ремонта при отказе отд. элементов или о продолжении работы с ухудшенными характеристиками. Часто для проверки правильности работы установки и её отд. узлов создают спец. тестовые и контрольные средства, однако обычно осуществляют оба типа контроля.

Иногда проводят предварит. обработку «в линию» всей поступающей информации для её сжатия перед за-

пью и последующим анализом. Анализ «в линию» позволяет получать физ. результат эксперимента хотя бы на части исходных данных. Однако окончательно все задачи А. д. практически невозможно решить в процессе их получения из-за необходимости проведения исследования данных, к-рое имеет характер последоват. приближений.

Окончат. результаты эксперимента обычно получают в процессе последующего анализа. При этом для получения окончат. результатов часто требуется выполнение дополнительных, т. е. калибровочных, опытов (для исследования и устранения систематич. ошибок) либо сопоставление получаемых результатов с результатами др. экспериментов. Методы полного (последующего) анализа обычно более богаты, чем при выборочном анализе «в линию». Здесь имеются неогранич. по возможности повторения последоват. приближений по исходным данным. В этом смысле А. д. — бесконечный процесс («способ существования данных»). Следует особо выделить *графическое представление данных*: из рисунков и графиков часто можно добыть информацию, неожиданную для исследователя.

Лит.: М и т р о в о д с к и й В. К., Техника статистических вычислений, 2 изд., М., 1971; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976; Тьюки и Дж., Анализ результатов наблюдений, пер. с англ., М., 1981; М о с т е л е в Ф., Тьюки и Дж., Анализ данных и регрессия, пер. с англ., в. 1—2, М., 1982.

АНАЛИЗАТОР в оптике *С. В. Калмыков, А. А. Лебедев*, предназначенный для определения состояния *поляризации света* (степени поляризации, степени эллиптичности и т. п.) или для регистрации её изменений. В качестве А. используются линейные, циркулярные (круговые) или эллиптич. поляризаторы. Интенсивность света, прошедшего через А., в общем случае не позволяет полностью идентифицировать состояние поляризации светового пучка. Поэтому для идентификации используются результаты неск. измерений, проведенных с разл. А. (линейных и круговых). Однако во мн. случаях неизвестным или меняющимся во времени является лишь один из параметров состояния поляризации света, напр. эллиптичность при известных амплитудах полуосей эллипса поляризации или азимут плоскости поляризации линейно-поляризованного света. А., установленный в фиксиров. положении, позволяет получить всю требуемую информацию о состоянии поляризации пучка.

В оптич. схемах с фотозлектр. или визуальной регистрацией А. обычно используется для преобразования временных или пространств. изменений состояния поляризации светового пучка в соответствующие изменения интенсивности (см. напр. *Поляриметр, Поляризовано-оптический метод исследования напряжений*).

Лит. см. при ст. *Поляризация света*. В. С. Зависский. **АНАЛИЗАТОР СПЕКТРА** — устройство для получения спектров физ. процессов. А. с. может служить любой прибор, поведение к-рого зависит от частоты воздействия. В основе действия таких приборов лежит одно из след. явлений: интерференция, преломление при наличии дисперсии фазовой скорости, резонанс. Первые два явления используются для получения оптич. спектров. А. с., работа к-рых основана на явлениях резонанса, наиболее универсальны. Распространение получил А. с. э. злектр. резонаторами, такими, как колебат. контур с сосредоточенными параметрами или отрезок линии с распределёнными параметрами.

Различают резонансы А. с. параллельного и последоват. действия. В параллельных А. с. используется набор резонаторов, настроенных на разл. частоты и одновременно, подвергающихся воздействию исследуемого колебания. В последоват. А. с. применяется один резонатор с перем. настройкой. Параллельный А. с. имеет перед последовательным преимуществом в скорости анализа, однако уступает ему в простоте. Последоват. А. с. пригоден для анализа периодич. процессов или процессов, характер к-рых мало изменяется за время анализа.

А. с. позволяет определить амплитуду и частоту спектральных компонент, входящих в состав анализируемого процесса. Важнейшей его характеристикой является разрешающая способность: наим. интервал Δf по частоте между двумя спектральными линиями, к-рые ещё разделяются А. с. Разрешающая способность определяется шириной полосы пропускания резонатора и связана с временем анализа T соотношением $\Delta f T = \text{const}$, значение константы зависит от параметров резонатора. Величина T определяется временем установления колебаний в резонаторе, это время тем больше, чем больше избирательность резонатора, т. е. чем меньше его полоса пропускания.

Свойства резонатора описываются статич. резонансной кривой лишь при бесконечно медленной перестройке частоты. В действительности перестройка ведётся с конечной скоростью, поэтому для резонатора вводятся понятия динамич. резонансной кривой, а для А. с. — понятие динамич. разрешающей способности, к-рая зависит не только от параметров резонатора, но и от времени анализа T . Необходимое время анализа определяется ф-лой $T = 2F/\pi(\Delta f)^2$, где F — ширина последующего диапазона частот, и — допустимые динамич. расширение полосы пропускания.

А. с. может дать истинный спектр только тогда, когда анализируемое колебание $x(t)$ периодически либо существует только в пределах интервала T . При анализе дант. процессов А. с. даёт не истинный спектр $S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \exp(-i\omega t) dt$, а его оценку $S_T(t_1, \omega) = \int_{t_1}^{t_1+T} x(t) \exp(-i\omega t) dt$, зависящую от времени включения t_1 и времени анализа T . Т. к. спектр колебания может в общем случае измениться во времени, то оценка $S_T(t_1, \omega)$ даёт т. н. текущий спектр.

Для случайных процессов оценка $S_T(t_1, \omega)$ даёт текущий спектр данной реализации $x(t)$, является случайной и малопригодной для практич. целей. Случайные процессы принято характеризовать энергетич. спектром $G(\omega)$, определяющим распределение по шкале частот среднеквадратичных значений используемого сигнала. Энергетич. спектр $G(\omega)$ стационарного случайного процесса связан с текущим спектром $S_T(\omega)$ соотношением $G(\omega) = \pi^{-1} \lim_{T \rightarrow \infty} \langle |S_T(\omega)|^2 \rangle$, где

$\langle \dots \rangle$ означает усреднение по множеству реализаций. Если процесс эргодический, то вместо усреднения по ансамблю можно использовать усреднение по времени вдоль одной реализации.

Расмотренные выше А. с. являются аналоговыми по принципу выполнения операций. Существует широкий класс цифровых А. с., в к-рых вместо непрерывных реализаций $x(t)$, $t \in [0, T]$, используются дискретные значения $x(t_k) = x_k$ в дискретных точках $t_k = kT$; $k = 0, 1, 2, \dots, N-1$; $\Delta t = T/N$. Отсчеты x_k квантованы по величине, т. е. представлены цифровыми словами с конечным числом разрядов. Известны А. с., в к-рых вычисляются коэф. дискретного преобразования Фурье $S(\omega) = N^{-1} \sum_{k=0}^{N-1} x_k \exp(-in\omega\Delta t)$, $\omega = 2\pi/T$, при определ. условиях являются значениями спектра $S(\omega)$ в точках $n\omega$, $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$. Развитие вычислит. техники способствовало появлению А. с., действие к-рых основано на непосредств. вычислении коэф. разложения по определ. системе ортогональных, но обязательно гармонических, ф-ций.

Лит.: Харьяв и ч А. А. Спектры и анализ, 4 изд., М., 1962; Джевксин Г. Ватте Д., Спектральный анализ и его приложения, пер. с англ., М., 1971; Ю. А. Романюк. **АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ** — раздел теории обыкновенных дифференциальных ур-ий, в к-ром решения исследуют методами теории аналитич. ф-ций. Поскольку написать решение в явном виде удастся лишь для нек-рых дифференц. ур-ий, возникла задача исследования разл. свойств решений по виду ур-ия. В результате

появились два направления в исследовании дифференциальных уравнений: А. т. д. у. и теория динамических систем. В А. т. д. у. исследуют поведение решений на всей комплексной плоскости, расположение особых точек, поведение решений в их окрестности и т. д. В частности, методами А. т. д. у. изучают свойства синф. функций матем. физики. А. т. д. у. существуют для задачи о движении твердого тела вокруг неподвижной точки, задач гидро- и аэродинамики, теории солитонов и др. Методы и результаты А. т. д. у. различны для линейных и нелинейных дифференциальных уравнений.

Линейная теория. Рассмотрим систему из n ур-ний

$$w' = A(z)w + f(z), \quad (1)$$

где $w(z) = (w_1(z), \dots, w_n(z))$, $f(z) = (f_1(z), \dots, f_n(z))$, $A(z)$ — матрица-функция порядка $n \times n$ с элементами $a_{ik}(z)$, и синярые ур-ние порядка n

$$w^{(n)} + a_1(z)w^{(n-1)} + \dots + a_n(z)w = f(z). \quad (2)$$

Аналитичность решений. Пусть D — область в комплексной плоскости z , все элементы $a_{ik}(z)$ и ф-ции $f_i(z)$ аналитичны в D . Если область D односвязна, то все решения системы (1) являются однозначными аналитическими в D вектор-функциями, в неограниченной области решения являются, как правило, многозначными. То же справедливо для ур-ния (2).

Особые точки (ОТ) и их классификация. Рассмотрим однородные ур-ния, соответствующие (1) и (2):

$$w'(z) = A(z)w, \quad (3)$$

$$w^{(n)} + a_1(z)w^{(n-1)} + \dots + a_n(z)w = 0. \quad (4)$$

Точка z_0 наз. ОТ системы (3) или ур-ния (4), если она является ОТ для одного из элементов $a_{ik}(z)$ (коэф. $a_i(z)$). Пусть z_0 — полюс, тогда система (3) имеет фундамент. матрицу $W(z)$ вида $W(z) = \Phi(z - z_0)P$, где P — const. матрица, матрица-функция $\Phi(z)$ разлагается в ряд Лорана $\Phi(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \Phi_k(z - z_0)^k$, сходящийся в векторном кольце вида $0 < |z - z_0| < R$. ОТ z_0 наз. регулярной, если ряд Лорана для $\Phi(z)$ содержит конечное число отрицат. степеней $z - z_0$, и регулярной в противном случае. Это ковенная классификация; она дается в терминах свойств решений, а не коэф. системы. Аналогично классифицируются ОТ ур-ния (4). Бесконечно удаленная точка $z = \infty$ наз. ОТ системы (3), если точка $t = 0$ — особая для системы $w'_t = -t^{-2}A(t^{-1})w$, полученной из (3) заменой переменного $z = 1/t$; аналогично для ур-ния (4).

Регулярные особые точки — наиб. простой и хорошо изученный тип ОТ. Точка z_0 является регулярной ОТ ур-ния (4) тогда и только тогда, когда

$$a_i(z) = (z - z_0)^{-i} p_i(z),$$

где ф-ции $p_i(z)$ аналитичны в точке z_0 . Точка $z = \infty$ является регулярной ОТ ур-ния (4) тогда и только тогда, когда $a_i(z) = z^{-i} q_i(z)$, где ф-ции $q_i(z)$ аналитичны в точке $z = \infty$. Определяющие ур-ние в регулярной ОТ z_0 имеет вид

$$\rho(\rho - 1) \dots (\rho - n + 1) + p_1(z_0)\rho(\rho - 1) \dots (\rho - n + 2) + \dots + p_n(z_0) = 0,$$

его корни наз. характеристич. показателями в точке z_0 . Если ни одна из разностей $\rho_i - \rho_k$, $i \neq k$, не есть целое число, то ур-ние (4) имеет след. фундам. систему решений:

$$w_i(z) = (z - z_0)^{\rho_i} \varphi_i(z), \quad \varphi_i(z_0) = 1, \quad 1 \leq i \leq n,$$

где ф-ции $\varphi_i(z)$ аналитичны в точке z_0 . Если среди этих разностей есть целые числа, то решения могут содержать целые степени логарифма $\ln(z - z_0)$.

Ур-ние 2-го порядка с регулярной ОТ z_0 имеет вид $w'' + (z - z_0)^{-1} p_1(z)w' + (z - z_0)^{-2} p_2(z)w = 0$, (5)

где ф-ции $p_1(z)$, $p_2(z)$ аналитичны в точке z_0 , определяющее ур-ние таково:

$$\rho(\rho - 1) + \rho p_1(z_0) + p_2(z_0) = 0.$$

Если $\rho_1 - \rho_2$ — нецелое число, где ρ_i — характеристич. показатели, то ур-ние (5) имеет фундам. систему решений $w_i(z) = (z - z_0)^{\rho_i} \varphi_i(z)$, где ф-ции $\varphi_i(z)$ аналитичны в точке z_0 , $\varphi_i(z_0) = 1$. Если $\rho_1 - \rho_2$ есть целое неотрицат. число, то ур-ние (5) имеет фундам. систему решений

$$w_1(z) = (z - z_0)^{\rho_1} \varphi_1(z), \quad w_2(z) = (z - z_0)^{\rho_2} \varphi_2(z) + \dots + \theta w_1(z) \ln(z - z_0),$$

где θ — постоянная, ф-ции $\varphi_i(z)$ аналитичны в точке z_0 , $\varphi_i(z_0) = 1$.

Примеры: ур-ние Эйри: $w'' - zw = 0$, $z = \infty$ — иррегулярная ОТ; ур-ние Бесселя: $z^2 w'' + zw' + (z^2 - \nu^2)w = 0$, $z = 0$ — регулярная, $z = \infty$ — иррегулярная ОТ; гипергеометрия. ур-ние: $z(1-z)w'' + [\gamma - (\alpha + \beta + 1)z]w' - \alpha\beta w = 0$ имеет регулярные ОТ: 0, 1, ∞ .

Ур-ние l а с с Фукса наз. ур-ние (4), все ОТ k -рого на римановой сфере являются регулярными. Известен общий вид таких ур-ний. Все осн. дифференциальные ур-ния 2-го порядка, возникающие в задачах матем. физики, можно получить из ур-ния с пятью регулярными независимыми ОТ; при этом разности характеристик. показателей в каждой ОТ равны $1/2$.

Точка z_0 является регулярной ОТ системы (3), если $A(z) = (z - z_0)^{-1} B(z)$, где матрица-функция $B(z)$ аналитична в точке z_0 , $B(z_0) \neq 0$. Если все разности $\rho_i - \rho_k$, $i \neq k$, где ρ_i — собств. значения матрицы $B(z_0)$, не являются целыми числами, то система (3) имеет фундам. матрицу вида $W(z) = \Phi(z - z_0)P$, где P — диагональная матрица с элементами $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$, матрица-функция $\Phi(z)$ аналитична в точке z_0 и невырождена. Если среди этих разностей есть целые числа, то фундам. матрица содержит полые степени $\ln(z - z_0)$. Необходимые и достаточные условия того, что z_0 — регулярная ОТ системы (3). Система $w' = \sum_{k=0}^m A_k(z)w$, $A_k \times (z - z_0)^k$, где A_k — разл. комплексные числа, A_k — const. ненулевые матрицы порядка $n \times n$ и $A_1 + \dots + A_m \neq 0$, является системой класса Фукса и имеет регулярные ОТ $a_1, a_2, \dots, a_m, \infty$.

Иррегулярные особые точки. Пусть в системе (3)

$$A(z) = z^r \sum_{k=0}^{\infty} A_k z^{-k}, \quad A_0 \neq 0,$$

где $r \geq 0$ — целое, ряд сходится при $|z| > R$, тогда $z = \infty$ есть иррегулярная ОТ, и система имеет фундам. матрицу вида $W(z) = S(z) \exp Q(z)$, где $Q(z)$ — диагональная матрица, элементы q_{ii} — разл. многочлены от $z^{1/n}$, $n > 0$ — целое: $q_{ii}(z) = q_{i0} z^{1/n} + q_{i1} z^{(1-1)/n} + \dots + q_{i, l-1} z^{l-1/n}$. Элементы s_{ik} матрицы S имеют вид

$$s_{ik}(z) = z^i k \sum_{m=0}^{\infty} s_{ikm} \sigma_{ikm}(z) \ln^m z, \quad \sigma_{ikm}(z) = \sum_{l=0}^m \sigma_{ikml} z^{-l/n}.$$

Эти ряды сходятся лишь в исключит. случаях и являются асимптотич. разложениями нек-рой фундам. матрицы в нек-рых секторах комплексной плоскости z при $|z| \rightarrow \infty$. Асимптотич. фундам. системы решений ур-ния 2-го порядка

$$w'' - z^r (a_0 + a_1 z^{-1} + \dots) w = 0$$

дается ВКБ-формулой

$$w_1, 2 \sim z^{-r/4} \exp \left(\pm \int_{z_0}^z t^{r/2} (a_0 + a_1 t^{-1} + \dots)^{1/2} dt \right)$$

(см. Квазиклассическое приближение) при $|z| \rightarrow \infty$, z лежит в секторе $\alpha < \arg z < \beta$, $\beta - \alpha < 2\pi/(r+2)$.

Нелинейная теория. Рассмотрим систему из n ур-ний и задачу Коши

$$w' = f(z, w), \quad w(z_0) = w_0. \quad (6)$$

Теорема Коши. Пусть вектор-функция $f(z, w)$ аналитична в окрестности точки $z = z_0$, $w = w_0$, тогда

существует, и притом только одно, решение задачи (6), аналитичное в окрестности точки z_0 .

Если аналитически продолжить это решение, то оно будет иметь ОТ. Одно из осн. различий между линейными и нелинейными ур-ниями состоит в том, что решения линейного ур-ния имеют только неособые и односторонние ОТ (они совпадают с ОТ коэфф. и правой части), решения нелинейного ур-ния могут иметь иные (по отношению к ОТ). Пример: ур-ние $w' = f(z, w)$ имеет решение $w = C - C^2$ в точке $z = C$, $w = 0$, где C — любое. Классификация ОТ следующая: 1) Алгебраическая ОТ. Вблизи точки $z = a$ решение представимо сходящимся рядом по целым или дробным степеням $z - a$; $w(z) = (z - a)^{p/q} \sum_{i=0}^{\infty} c_i (z - a)^{i/q}$, где p, q — целые числа, $q \geq 1$. 2) Трансцендентная ОТ. Это такая алгебраич. ОТ, что существует $\lim_{w \rightarrow 0} w(z)$. Пример: $w = \ln(z - C)$. 3) Существенно особая точка. Предель $\lim_{w \rightarrow 0} w(z)$ не существует. Ур-ние $P(z, w, w') = 0$

не имеет подвижных существенно особых точек, если P — полином от w, w' с аналитическими по z коэфф.

Рассмотрим автономную систему из n ур-ний

$$w' = f(w), \quad w = (w_1, \dots, w_n), \quad f = (f_1, \dots, f_n), \quad (7)$$

вектор-функция $f(w)$ аналитична в окрестности точки $w = 0$ и $f(0) = 0$. Пусть $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ — собств. значения матрицы Якоби $f'(0) = \partial f_i / \partial w_j |_{w=0}$, т. е. матрицы линеаризов. системы. Они наз. резонансными, если $\lambda_s = \sum_{j=1}^n m_j \lambda_j$ при нек-ром s , где $m_j \geq 0$ — целые числа, $\sum_{j=1}^n m_j \geq 2$, и нерезонансными в противном случае.

Теорема Пуанкаре. Пусть $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ нерезонансны и лежат по одну сторону от нек-рой прямой в комплексной плоскости λ , проходящей через начало координат. Тогда с помощью аналитич. замены переменных $w = g(u)$, $g(0) = 0$ система (7) приводится к виду $u_j' = -\lambda_j u_j$, $j = 1, \dots, n$ в нек-рой окрестности точки $w = 0$.

Лит.: Айнс Э. Г. Обыкновенные дифференциальные уравнения, пер. с англ., Хар., 1939; Геллерстедт В. В., Лекции по аналитической теории дифференциальных уравнений, 2 изд., М., 1930; Колдвингтон Э., Левинсон И., Теория обыкновенных дифференциальных уравнений, пер. с англ., М., 1958; Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958; Арнольд В. И., Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1978; Фелдман М. В., Асимптотические методы для линейных обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1982.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ (голоморфная функция) — функция $f(z)$ комплексной переменной $z = x + iy$, к-рая дифференцируема в след. смысле: в каждой точке z_0 нек-рой области D комплексной плоскости z существует производная $f'(z_0) = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{f(z_0 + \Delta z) - f(z_0)}{\Delta z}$, причём

предел не зависит от способа стремления Δz к нулю. Рассматриваются А. ф. мн. комплексных переменных.

А. ф. широко распространены в математике и её физ. приложениях. Ряд задач классич. теории анализа решается переходом к комплексным переменным. Все элементарные и спец. ф-ции аналитичны в тех или иных областях, причём выход из комплексную плоскость обнаруживает глубокие связи между этими ф-циями. Теория А. ф. тесно связана с теорией двумерного Лапласа уравнения и, следовательно, с теорией гармонических функций. Важной характеристикой А. ф. являются её особенности, т. е. точки комплексной плоскости, в к-рых нарушается аналитичность. Классификация особенностей А. ф. позволяет во многом охарактеризовать и свойства ф-ции в целом. Ф-ции комплексной переменной нельзя анализировать уже в 18 в., в частности в работах Л. Эйлера (L. Euler). Окончательно теория А. ф. одной переменной оформилась в работах О. Коши (A. Cauchy), К. Вейерштрасса (K. Weierstrass) и В. Римана

(B. Riemann) в 19 в. Теория А. ф. многих переменных продолжает интенсивно развиваться.

Одна из причин широкого применения А. ф. в физике связана с физ. требованиями типа причинности. Так, в квантовой теории поля аналитичность *Уайтмена функции* и амплитуд рассеяния вытекает из исходных постулатов теории. Метод *дисперсионных соотношений* построен на теории А. ф. ур-ния Янга — Миллера можно записать как условие аналитичности нек-рых ф-ций. Большое число прикладных А. ф. связано также с двумерными задачами электростатики, гидродинамики и т. д., где используются, напр., *конформные отображения*.

Основные свойства. Если u и v — вещественная и мнимая части ф-ции $f(z) = f(x + iy) = u(x, y) + iv(x, y)$, то требование существования комплексной производной эквивалентно т. н. ур-ниям Коши — Римана

$$\frac{\partial u(x, y)}{\partial x} = \frac{\partial v(x, y)}{\partial y}, \quad \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} = - \frac{\partial v(x, y)}{\partial x},$$

из к-рых следует, что u и v являются гармонич. ф-циями. Две ф-ции, гармонические в области D и удовлетворяющие там ур-ниям Коши — Римана, наз. взаимно сопряжёнными. Любая производная $f^{(n)}(z)$ А. ф. $f(z)$ есть также А. ф. В окрестности каждой точки z из области D А. ф. можно разложить в абсолютно сходящийся ряд Тейлора:

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n (z - z_0)^n, \quad \text{где } c_n = f^{(n)}(z_0)/n!$$

Радиус сходимости этого ряда $R = (\lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt[n]{|c_n|})^{-1}$ не меньше радиуса любого круга с центром в z_0 , содержащегося в D . Обратное, если в каждой точке z_0 из D ф-ция $f(z)$ представима абсолютно сходящимся степенным рядом, то $f(z)$ аналитична в D , так что разложимость в степенной ряд можно считать др. эквивалентным определением А. ф.

Пример: для распространённых элементарных ф-ций e^z , $\sin z$ и $\cos z$ имеют место след. разложения в окрестности $z_0 = 0$:

$$e^z = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n}{n!}, \quad \sin z = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n z^{2n+1}}{(2n+1)!}, \\ \cos z = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n z^{2n}}{(2n)!},$$

из к-рых, в частности, вытекает ф-ла Эйлера

$$e^{iz} = \cos z + i \sin z.$$

Специфичны и интегральные св-ва А. ф. Если замкнутый контур γ неидеален лежит в области аналитичности D ф-ции $f(z)$ и там его можно стянуть в точку, то интеграл от $f(z)$ по этому контуру равен нулю. Это свойство также вполне характеризует А. ф.: если $\int_{\gamma} f(z) dz = 0$ для нек-рой непрерывной в D ф-ции $f(z)$ для любого контура γ с перечисленными выше свойствами, то $f(z)$ аналитична в D . Для А. ф. выполняется важная ф-ла Коши

$$f(z_0) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{f(z)}{z - z_0} dz,$$

справедливая для любой точки z_0 , к-рая лежит в области, ограниченной контуром γ , причём направление обхода контура должно быть таким, чтобы область оставалась слева.

Для А. ф. имеет место принцип максимума модуля, согласно к-рому модуль А. ф., отличной от постоянной, не может достигать своего макс. значения ни в какой внутр. точке области аналитичности D . Напр., если А. ф. задана в единичном шаре $|z| < 1$, по модулю не превосходит там 1 и $f(0) = 0$, то $|f(z)| < 1$ при $|z| < 1$ (лемма Шварца). Применительно к областям след. вида принцип максимума приводит к следующей теореме Фрагмена — Аллера в ф-ции $f(z)$ аналитична в секторе $|\arg z - \varphi_0| < \pi/2\theta$ и непрерывна вплоть

до его границы, на k -ой её модуль не превосходит постоянной M . Если, кроме того, $\lim_{z \rightarrow \infty} f(z) = 0$ при $z \rightarrow \infty$, то $|f(z)| \leq M$ во всём секторе. Теоремы типа Фрагмена — Динделфа существенно используются в теории рассеяния элементарных частиц высокой энергии, приводя там к асимптотич. соотношениям между сечениями рассеяния частиц и античастиц (Померанчука теорема и др.).

Понятие аналитичности имеет смысл также и на множествах более сложных, чем области комплексной плоскости, но локально устроенных как последние. Напр., добавляя к \mathbb{C} бесконечно удалённую точку, получают расширенную комплексную плоскость $\bar{\mathbb{C}}$. Комплексная структура в окрестности бесконечно удалённой точки задаётся отображением $z \rightarrow z^{-1}$, переводящим её в начало координат. Ф-ция $f(z)$ аналитична в окрестности бесконечно удалённой точки, если $f(z^{-1})$ аналитична в окрестности точки $z=0$. Для области в $\bar{\mathbb{C}}$ справедливо всё сказанное выше. В то же время, если $f(z)$ аналитична по всей \mathbb{C} , то она постоянна (теорема Л. Пуассона).

Особые точки. Точки, в k -рых нарушается аналитичность ф-ции $f(z)$, наз. её особыми точками. Если $f(z)$ аналитична во всех точках нек-рой окрестности точки z_0 , кроме, быть может, её самой, то z_0 наз. изолиров. особой точкой. В окрестности изолиров. особой точки $f(z)$ разлагается в абсолютно сходящийся ряд Лорана, содержащий, быть может, отрицат. степени $(z-z_0)^{-k}$.

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n (z-z_0)^n.$$

Различают три типа изолиров. особых точек: устранимую особую точку, полюс и существенно особую точку. Точка z_0 наз. устранимой, если $f(z)$ ограничена в нек-рой её окрестности. Полагая $f(z_0) = \lim_{z \rightarrow z_0} f(z)$ (этот предел существует), получают ф-цию, аналитическую и в z_0 . Изолиров. особая точка z_0 наз. полюсом, если $\lim_{z \rightarrow z_0} |f(z)| = \infty$. В этом случае лишь конечное число членов лорановского разложения $f(z)$ в z_0 с отрицат. степенями $(z-z_0)^{-k}$ отлично от нуля. Коэф. c_{-1} наз. вычетом функции $f(z)$ в точке z_0 и обозначается $\text{res}_k f(z)$. Если бесконечное число членов ряда Лорана $f(z)$ в точке z_0 с отрицат. показателями n отлично от нуля, то z_0 наз. существенно особой точкой. Существенно особые точки характеризуются тем, что для любого комплексного числа a существует последовательность z_k , сходящаяся к z_0 при $k \rightarrow \infty$, такая, что $\lim_{k \rightarrow \infty} f(z_k) = a$.

Пусть γ — замкнутый контур, лежащий в области аналитичности ф-ции $f(z)$ и содержащий внутри себя лишь её полюсы (их обязательно конечное число), расположенные в точках z_1, \dots, z_n , тогда

$$\int_{\gamma} f(z) dz = 2\pi i \sum_{k=1}^n \text{res}_{z_k} f(z).$$

Эта формула является основой теории вычетов и служит эфф. инструментом для вычисления определ. интегралов. Ф-ция, аналитическая на всей комплексной плоскости, за исключением, быть может, полюсов, наз. мероморфной. Ф-ция, не имеющая в \mathbb{C} особых точек, наз. целой.

Многозначные функции. Всякая А. ф. однозначно восстанавливается по своим значениям в любом сколь угодно малом открытом подмножестве области аналитичности. Более того: если две аналитические в D ф-ции совпадают в счётном числе точек из D , имеющих хотя бы одну предельную точку, также принадлежащую D , то эти ф-ции совпадают и всюду в D . Типичной является ситуация, когда А. ф. первоначально задана в нек-рой области D , но продолжается до А. ф. в существенно большей области. Т. о., возникает задача об аналитическом продолжении заданной А. ф. до А. ф. в макси-

мально возможной области. Чтобы эта задача была разрешима в классе однозначных ф-ций, приходится расширять понятие области, допуская возможность её самоналожения. Это приводит к понятию неодностветных областей, в частности римановой поверхности данной А. ф. Пусть $f(z) = A$. ф. в области D и γ — нек-рый путь, соединяющий точку z_0 из D с точкой z' из расширенной комплексной плоскости. Говорят, что $f(z)$ аналитически продолжается вдоль γ , если существует конечное число кругов $V_k, k=0, 1, \dots, N$ с центрами, последовательно расположенными на γ ($z_N = z'$), и ф-ция $f(z)$ аналитически в V_k , также, что $f_k(z) = f_{k-1}(z)$ в пересечении V_k и V_{k-1} . Если $f(z)$ аналитически продолжается вдоль двух путей γ_1 и γ_2 с началом в z_0 и концом в z' , то в результате этих продолжений в окрестности точки z' могут получиться, вообще говоря, разные А. ф. Риманову поверхность ф-ции $f(z)$, первоначально заданной в D , можно понимать как множество всех путей, к k -ым выходит из нек-рой точки z_0 , лежащей в D , и вдоль k -рых $f(z)$ аналитически продолжается. При этом два пути отождествляются, если они заканчиваются в одной и той же точке и принадлежат к одинаковым А. ф. в её окрестности. Тем самым всякая аналитическая в D ф-ция $f(z)$ определяет нек-рую ф-цию, аналитическую по своей римановой поверхности, — и наоборот.

Пусть $f(z)$ аналитична в нек-рой области D и аналитически продолжается (вообще говоря, неоднозначно) вдоль любого пути, не содержащего фиксиров. точку z_0 (такая точка наз. точкой ветвления). Если провести разрез плоскости \mathbb{C} , соединяющий точку z_0 с бесконечно удалённой точкой, то можно получить конечное или счётное число ф-ций, аналитичных в плоскости \mathbb{C} с разрезом, получающихся из $f(z)$ аналитич. продолжением вдоль путей, обходящих z_0 заданное число раз. Риманову поверхность ф-ции $f(z)$ можно представить себе как конечное или счётное число экземпляров плоскостей \mathbb{C} с разрезом (листов), склеенных вдоль берегов разрезов таким образом, что каждый оборот вокруг z_0 переводит точку на новый лист.

А. ф., заданная в области D , наз. однозначной в D , если она осуществляет взаимно однозначное отображение D на её образ $D^* = f(D)$, k -рый также является областью. Всякая однозначная в D А. ф. задаёт конформное отображение D на D^* в том смысле, что оно сохраняет углы между кривыми. Обратно, всякое (гладкое) конформное взаимно однозначное отображение D на D^* , сохраняющее углы между кривыми (по величине и знаку), порождает нек-рой однозначной в D А. ф., такой, что $D^* = f(D)$. Области D и D^* в этом случае наз. конформно изоморфными. Согласно теореме Римана, любые две однолистные области, границы которых состоят более чем из одной точки, конформно изоморфны.

Функции многих переменных. Теория А. ф. мн. комплексных переменных по сравнению с одномерной теорией обладает новыми специфич. чертами. Ф-ция $f(z)$, $z = (z_1, \dots, z_n)$ наз. аналитической (голоморфной) в области D n -мерного комплексного пространства \mathbb{C}^n , если в окрестности каждой её точки $z_0 = (z_{01}, \dots, z_{0n})$ она представляется в виде суммы абсолютно сходящегося степенного ряда:

$$f(z) = \sum_{k_1=0}^{\infty} \dots \sum_{k_n=0}^{\infty} c_{k_1, \dots, k_n} (z-z_0)^{k_1} \dots (z_n-z_{0n})^{k_n}.$$

По теореме Гартгога $f(z)$ аналитична в D тогда и только тогда, когда она аналитична по каждому переменному в отдельности при фиксированных остальных в соответствующих сечениях области D .

Важное отличие многомерной теории от одномерной состоит в существовании таких областей, что голоморфные в них ф-ции обязательно аналитически продолжаются в существенно большие области. В частности, при $n \geq 2$ не существует А. ф. с изолиров. особенностями. Естеств. областями определения А. ф. служат т. н. области голоморфности. Область D в \mathbb{C}^n наз. областью

голоморфности, если существует ф-ция, голоморфная в D и аналитически воспроизводимая на в какую другую большую область (в т. ч. и неодноточную). Свойство области быть областью голоморфности есть локальное свойство ее границы, обобщающее понятие выпуклости. Если D не является областью голоморфности, то все ф-ции, голоморфные в D , одновременно, продолжают в некоторую большую область. Вопрос об отыскании такой наибольшей области (оболочки голоморфности), как и в случае аналитич. продолжения заданной функции, приводит к многолистным областям наложения над C^n (многообразиям Штейна).

Др. пример неограниченного «принудительного» продолжения многомерных А. ф. даёт теорема об острейшем клипе (получена Н. Н. Боголюбовым в 1956), играющая важную роль в теории дисперсионных соотношений и аксиомат. квантовой теории поля. По этой теореме две ф-ции, аналитические каждая в своем снеч. вида трубчатой области и совпадающие на n -мерной чисто вещественной открытой множестве соприкосновения этих областей (т. е. на множестве вдвое меньшей размерности), аналитически продолжают в комплексную окрестность S этого множества и представляют собой единую А. ф. Вид области S можно найти с помощью теоремы о S -выпуклой оболочке (получена В. С. Владимировым в 1964).

Лит.: Привалов И. И., Введение в теорию функций комплексного переменного, 13 изд., М., 1984; Лаврентьев М. А., Шabat Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 4 изд., М., 1973; Егоров М. А., Аналитические функции, 2 изд., М., 1968; Владимиров В. С., Методы теории функций многих комплексных переменных, М., 1964; Шabat Б. В., Введение в комплексный анализ, 1-2, М., 1974; Е. И. Зыков, АНАЛИТИЧЕСКИЙ СИГНАЛ — одно из возможных комплексных представлений $u(t)$ сигнала (колебания), описываемого действ. ф-цией $u(t)$; является естеств. обобщением представления, используемого для монохроматич. сигналов. Напр., если сигнал $u(t)$ представлен в виде интеграла Фурье $u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega f(\omega) \times \exp(\pm i\omega t)$, причём $f(-\omega) = \overline{f(\omega)}$ (где знак * означает комплексное сопряжение), то

$$w(t) = u(t) + iv(t) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega f(\omega) \exp(\pm i\omega t). \quad (1)$$

Ф-ла (1) позволяет получить аналитич. продолжение ф-ции $u(t)$ в верхнюю (нижнюю) полуплоскость комплексной переменной t , с чем и связано назв. А. с. Понятие А. с. введено Г. Габором (D. Gabor), в 1946, оно широко используется в теории колебаний и волн, волновой и квантовой оптике, теории связи и др.

Введённые таким способом ф-ция $u(t)$ и $v(t)$ связаны между собой *Гильберта преобразованиями* (или *дисперсионными соотношениями*):

$$\begin{aligned} \begin{cases} v(t) \\ -u(t) \end{cases} &= \mp P \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\tau}{\tau-t} \begin{cases} u(\tau) \\ v(\tau) \end{cases} = \\ &= \mp \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\tau}{\tau-t} \begin{cases} u(t+\tau) - u(t-\tau) \\ v(t+\tau) - v(t-\tau) \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

(здесь P — символ *главного значения интеграла*). Отсюда следует, что для нахождения $v(t)$ нужно знать не только предшествующие, но и последующие по времени значения $u(\tau)$. Соотношения (2) можно рассматривать как определение А. с. $w(t) = u(t) + iv(t)$. Каждую пару введённых в. одним из k -рых является А. с., соответствует свой способ определения (и измерения) амплитуды $A = |w|$, фазы $S = \text{Arg } w$ и угловой частоты $\omega = dS/dt$ сигнала $u(t)$. Если спектр сигнала сосредоточен в относительно узком интервале частот (квазимонохроматич. сигнал), то амплитуда и фаза мало меняются за время, соответствующее периоду осн. частоты. Для комплексного представления, построенного при помощи А. с., величина такого изменения амплитуды и фазы при опред. условиях оказывается минимальной. Естеств. образом получается А. с. в квантовой оптике, что выделяет его среди др. комплексных представлений.

Лит.: Gabor D., Theory of communications, J. IRE, L., 1946, v. 93, pt. 3, p. 429; Бери М., Вольф Э., Основы оптики, 2 изд., пер. с англ., М., 1973, § 10.2; Клаудер Дж., Сурьяпрам З., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Визман Д. Е., Вайнштейн Л. А., Амплитуда, фаза, частота — основные понятия теории колебаний, «УФН», 1977, т. 123, в. 4.

В. И. Татарский.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРОДОЛЖЕНИЕ — расширение области определения аналитич. ф-ции с сохранением её аналитичности. А. п. — осн. метод доказательства *дисперсионных соотношений*; используется в *аксиоматической квантовой теории поля* и др. областях физики.

Пусть аналитич. ф-ция определена степенным рядом в точке z_0 и тем самым задана первоначально в некотором круге. Если разложить ф-цию в ряд в окрестности др. точки z_1 , то круг сходимости нового ряда может оказаться частично за пределами исходного круга. Тогда эти два ряда определяют единую ф-цию, аналитическую в объединении двух кругов, т. е. в области большей, чем первоначальная. А. и. можно строить, повторяя этот процесс, каждый раз расширяя область аналитичности ф-ции. Не исключено, однако, что на к-л. этапе мы вновь вернёмся к точкам, где ф-ция уже была определена ранее, напр. к точкам исходного круга. Сонадлежающей в этой области исходной ф-ции с ф-цией, полученной в результате такого А. п., может и не быть. Т. о. возникают многозначные аналитич. ф-ции, к-рые приводят к понятиям многолистных областей, *римановой поверхности* и др.

Пусть D_1 и D_2 — области расширенной комплексной плоскости \bar{C} (см. *Аналитическая функция*), а f_1 и f_2 — ф-ции, аналитические соответственно в D_1 и D_2 . Если f_1 и f_2 сонадлежат в связанной части D пересечения областей D_1 и D_2 , то говорят, что пары (D_1, f_1) и (D_2, f_2) являются непосредственными А. п. друг друга через область D . При этом ф-ция f_2 однозначно определяется ф-цией f_1 , и наоборот. Ф-ции f_1 и f_2 не обязаны совпадать в др. связанных частях пересечения D_1 и D_2 . Если в к-л. части такого совпадения нет, то её удобно «расчленить» на два листа, задавая на одном из них ф-цию, равную f_1 , на другом — f_2 . Так появляется простейшая неодноточная область и однозначная аналитич. ф-ция в ней (но неоднозначная в объединении D_1 и D_2).

Критерий однозначности А. п. даёт теорема о монодромии. Пусть ф-ция $f(z)$ задана и аналитична в нек-рой окрестности точки z_0 , принадлежащей односвязной области D . Если $f(z)$ аналитически продолжается вдоль любого пути, выходящего из z_0 и лежащего в D , то в результате А. п. получается однозначная аналитич. ф-ция. Две пары (D, f) и (G, g) , где D, G — области расширенной комплексной плоскости \bar{C} , а f, g — ф-ции, аналитические соответственно в D и G , наз. А. п. друг друга, если их можно «соединить» конечным числом пар (D_i, f_i) , $i=1, \dots, n$, $(D_1, f_1) = (D, f)$, $(D_n, f_n) = (G, g)$, таких, что каждая последующая пара является непосредственным А. п. предыдущей. Макс. совокупность пар, каждая из к-рых является А. и. любой другой, задаёт ф-цию, аналитическую (и однозначную) на соответствующей римановой поверхности.

Пример. Пусть $f(z)$ обладает в плоскости \bar{C} единственной осевой точкой $z_0=0$, являющейся точкой ветвления n -го порядка (напр., $f(z) = \sqrt[n]{z}$). Её риманова поверхность представляет собой n экзemplаров плоскости \bar{C} с разрезом вдоль вещественной полуоси. полуоси (листов) D_i , $i=1, \dots, n$. При этом точка верх. берега каждого последующего листа отождествляется с соответствующими точками ниж. берега предыдущего листа. Точки ниж. берега первого листа отождествляются с соответствующими точками верх. берега n -го листа. Т. о., каждый полный обход вокруг начала координат переводит точку на след. лист. При n -кратном обходе она возвращается на первонач. лист.

Эфф. инструментом А. п. служит т. н. n -р. и n -ц. п. с. и м. е. т. р. Пусть ф-ция $f(z)$ аналитична в области D , содержащей на своей границе отрезок веществ.

оси I . Если $f(z)$ принимает на I вещественные значения, то она аналитически продолжается через I в область D^* , полученную из D отражением относительно вещественной оси. С помощью конформных отображений последнее утверждение обобщается на случай, когда функция $f(z)$ переводит дугу окружности на дугу окружности. Существуют и др. методы А. п. К ним относятся методы, основанные на многослойной аналитич. представлении, разл. способы суммирования степенных рядов, функциональные соотношения, мероморфное продолжение при помощи *Падэ аппроксимации* и т. п. Важной задачей А. п. функций мн. комплексных переменных является задача об отскакивании т. н. оболочек и толоморфности (т. е. макс. области, в к-рую продолжается любая ф-ция, голоморфная в заданной области).

См. также *Аналитическая физика*, *В. И. Зиняков*. **АНАЛОГОВЫЕ СОСТОЯНИЯ** (от греч. analogos — соответственный) — состояния ядер — изобар, входящие в состав одного изоспинного мультиплета и обладающие одинаковыми значениями изоспина T , спина I и четности π (см. *Изотопическая инвариантность*). А. с. являются *зеркальные ядра*, напр. ${}^7\text{Li}$ — ${}^7\text{B}$, образующие изотопич. дублеты (изоспин $T=1/2$). Примерами А. с. могут служить осн. состояния ядер ${}^{14}\text{C}$, ${}^{13}\text{O}$ и первое возбужденное состояние ядра ${}^{14}\text{N}$ (изотопич. триплет с изоспином $T=1$, рис. 1).

Энергии А. с. неодинаковы, они отличаются из-за кулоновской энергии отталкивания протонов и разного числа масс нейтрона n и протона p . Энергии А. с. возрастают с увеличением числа протонов Z . Если наименьшее Z в изоспинном мультиплете отвечает ядру в осн. состоянии, то аналог. ядру ему в случае легких ядер ($Z \leq 12$) может быть основное или возбужденное, но ядерно-стабильное состояние с зарядом $Z+1$.

В более тяжелых ядрах А. с. оказываются ядерно-нестабильными, они проявляются в энергетич. зависимостях сечений ядерных реакций в виде широких (по сравнению с обычными уровнями составного ядра) резонансов, обладающих тонкой структурой (состоящих из множества пиков, отвечающих уровням составного ядра). Такие изобар-аналог. резонансы наблюдаются также чаще всего в ядерных реакциях перерядки: $p+A(Z, N) \rightarrow p+A(Z+1, N-1)$, где A — число нуклонов, N — число нейтронов. Согласно теоретич. сведениям (см. *Оболочечная модель ядра*), аналог. резонанс

$$\mu_0 I^2 = \frac{0^+ T=1}{T_2=+1}$$

$$\mu_1 I^2 = \frac{0^+ T=1}{T_2=0}$$

$$\mu_2 I^2 = \frac{0^+ T=1}{T_2=-1}$$

Рис. 1. Изотопический триплет.

нестабильными, они проявляются в энергетич. зависимостях сечений ядерных реакций в виде широких (по сравнению с обычными уровнями составного ядра) резонансов, обладающих тонкой структурой (состоящих из множества пиков, отвечающих уровням составного ядра). Такие изобар-аналог. резонансы наблюдаются также чаще всего в ядерных реакциях перерядки: $p+A(Z, N) \rightarrow p+A(Z+1, N-1)$, где A — число нуклонов, N — число нейтронов. Согласно теоретич. сведениям (см. *Оболочечная модель ядра*), аналог. резонанс

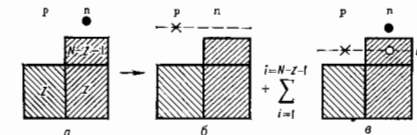


Рис. 2. Образование аналог. резонанса в модели оболочек; каждое ядро $A(Z, N)$ (а) содержит i нейтрон (●) сверх заполненных оболочек (заштрихованы). Замена нейтрона протоном (х) порождает А. с. — суперпозицию одночастичного состояния (б) с состояний типа Z частицы — ядра (а) (●) с — нейтрона (дырка). Переходы \rightarrow р для низких оболочек запрещены принципом Паули.

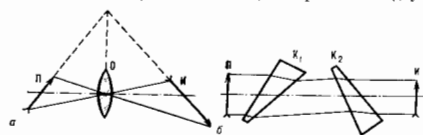
представляет собой промежуточное состояние, непосредственно образующееся в результате замены нейтрона протоном (рис. 2). Далее вследствие взаимодействия между нуклонами А. с. переходит в многочастичные возбужденные состояния составного ядра.

Для легких ядер изоспин является хорошим квантовым числом (сохраняющейся величиной). В средних и

тяжелых ядрах изоспин не сохраняется. Это, в частности, проявляется в распада аналог. резонанса по каналам, запрещенным изоспинными правилами отбора. Физ. природа А. с. в тяжелых ядрах пока не понятна до конца, их теоретич. и эксперим. исследование — одна из актуальных проблем ядерной физики.

В. Е. Маркушин.

АПАМОРФОВАНИЕ в оптике (от греч. anamorpho — преобразовываю) — получение оптич. изображений предметов со несомкнутыми преднамеренными искажениями их конфигурации в результате преобразования (трансформации) их линейных или угл. размеров в разл. направлениях. Отношение линейных увеличений (или масштабов) изображения в двух



а — Анаморфирование изображения предмета: а — наклоном плоскостей; б — с помощью оптич. линз; П — предмет; О — объектив; K_1 и K_2 — оптич. цилиндры; П — изображение.

взаимно перпендикулярных направлениях (обычно по ширине и высоте) наз. коэф. а. (коэф. анаморфозы).

А. изображений осуществляется несколькими способами, напр. простым наклоном плоскости предмета и изображения (или одной из них) относительно оптич. оси осесимметричной оптич. системы. Этот способ широко применяется в полиграфии, картографии и фотографии для устранения перспективных искажений.

Др. способы А. изображений связаны с применением спец. оптич. систем, содержащих компоненты с двойной симметрией, напр. цилиндрич. линзы и зеркала, оптич. клинья и др. Оптич. системы с двойной симметрией применяются в качестве конденсоров в спектральных приборах, в широкоэкранном кинематографе, очковой оптике и для др. целей.

Действие, обратное А., т. е. восстановление нормального неискаженного изображения предмета, наз. деанаморфированием; осуществляется теми же способами, что и А.

Лит.: Бегунов В. Н., Трансформирование оптич. изображений, М., 1965.

С. В. Кривизин. **АНАМОРФТНАЯ НАСАДКА** — афокальный оптич. система, располагаемая перед обычным съемочным или проекц. объективом и предназначенная для анаморфирования изображения (при съемке) или деанаморфиро-



Схематическое изображение хода световых лучей в анаморфотной насадке: α_{top} — угловое поле (в горизонтальной плоскости) объектива с анаморфотной насадкой; α_{top} — угловое поле объектива; 1 — линза анаморфотной насадки; 2 — объектив киноаппарата.

вания (при проекции). А. п. обычно состоит из двух цилиндрич. компонентов (линз, призм, зеркал), обеспечивающих анаморфирование или деанаморфирование изображения в одной из плоскостей (напр., в горизонтальной, как это осуществляется в широкоэкранном кинематографе). Простейшая А. п. для съемочного объектива состоит из отрицат. и положительн. цилиндрич. линз (рис.), образующие к-рых параллельны высоте кадра. С такой А. п. при съемке на обычном кинокадре полу-

чается изображено, сжатое по ширине, а при проекции на экран оно растягивается, восстанавливая действит. соотношение размеров объекта. *С. В. Куралиш.*
АНАПОЛЬ (от греч. ап — отрицат. частица и póios — полус) (тороидный диполь) — система токов, эл.-магн. поле к-рой характеризуется вектором анаполюсового момента

$$T = (10c)^{-1} \int \{ (jr) r - 2r^2 j \} d^3r,$$

где $j(r, t)$ —плотность эл.тока, c — скорость света и μ_0 — магн. п. является простейшим представителем семейства тороидных (анаполюсных) мультиполей, необходимых (наряду с зарядовыми и магн. мультиполями) для полного описания поля произвольных источников. Моделью А. может служить солонoid, имеющий форму тора, по обмотке к-рого течёт ток I . Анаполюсный момент тороидального солоноида представляется собой вектор, направленный по оси тора: $T = \pi R^2 I b^2 / 2c$, где R_0 — радиус витка обмотки, n — число витков, b — радиус тора.

Статия А. является источником пост. магн. поля, к-рое целиком сосредоточено внутри системы (напр., в случае тороидального солоноида магн. поле существует только внутри тора). Магн. поле точечного А. описывается векторным потенциалом $A(r) = 4\pi T \delta(r)$, где $\delta(r)$ — дельта-функция. В неоднородном магн. поле H на А. действует момент силы $M = [T \text{rot} H]$.

Изменение анаполюсового момента со временем приводит в общем случае к излучению системой эл.-магн. волн. Векторный потенциал поля излучения в волновой зоне (т.е. на расстояниях R , превышающих как размеры системы, так и длину волны излучаемых волн) равен $A(R, t) = -c^{-2} R^{-1} \dot{T}(t - R/c)$, где R — расстояние от А. до точки наблюдения. Это выражение соответствует потенциалу излучения эл.тока, диполя с дипольным моментом $d = -c^{-1} \dot{T}$, поэтому при $\dot{T} \neq 0$ А. являются источником дипольного излучения.

Анаполюный момент системы заряд. частиц обусловлен как их движением в пространстве (орбитальный А.), так и собств. анаполюсными моментами составляющих частиц. Элементарная частица с отличным от нуля спином может обладать собств. анаполюсным моментом, к-рый направлен по спину $T = aS$ (S — вектор спина в единицах \hbar ; постоянная a имеет размерность [заряд \times длина²]) и обусловлен радиац. поправками. Поскольку T — полярный вектор, а S — аксиальный, анаполюный момент у элементарной частицы может существовать только при условии несохранения пространства. Чётности. В теории *электрослабого взаимодействия* (Вайнберга — Салама), объединяющей эл.-магн. и слабые (не сохраняющие чётность) взаимодействия, величина анаполюсового момента электрона $a \sim e \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$ (e — заряд электрона). Наличие у элементарной частицы анаполюсового момента приводит к появлению добавочного члена в энергии её взаимодействия с внешним эл.-магн. полем, к-рый в нерелятивистском пределе имеет вид $W = -a(S \text{rot} H)$. Эл.-магн. взаимодействие такого вида, нарушающее пространственную чётность, было впервые предложено И. В. Зельдовичем в 1957, тогда же появились и термин «А.», т.е. такое взаимодействие не соответствует никакому магн. мультиполю.

*Лит.: Зельдович И. В., Электродинамическое взаимодействие при нарушении чётности, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 1531; Медведев В. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Дубовик В. М., Голосин и Л. А., Тороидные моменты в физике элементарных и слабых взаимодействий, «Изв. АН», 1983, т. 14, с. 1193. *С. М. Алексю.**

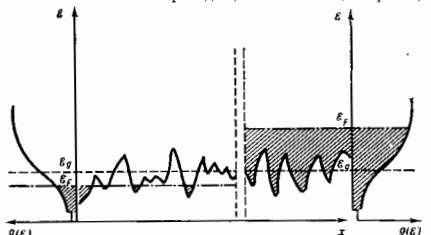
АНАСТИГМАТ (от греч. ап — отрицат. частица и *астигматизм*) — наиболее совершенный тип объектива (преим. фотографического), характеризующийся исправлением aberrаций в пределах всего поля изображения. Существенным признаком А. является исправление астigmatизма и кривизны поля изображения. Разрешающая способность у А. в центре поля достигает

70 штрих/мм, на периферии — 40 штрих/мм. *Относительное отверстие* — до 1:1.

Лит. см. при ст. Аберрации оптических систем.
АНГСТРЕМ [по имени швед. физика А. Н. Ангстрема (A. J. Ångström), 1814—74], Å, — внесистемная единица длины, применяемая в атомной физике и оптике; $1\text{Å} = 10^{-10} \text{ м}$.

АНДЕРСОНОВСКАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ — явление, возникающее при распространении волн в среде с пространственными неоднородностями и состоящее в том, что вследствие многократного рассеяния на неоднородностях и интерференции рассеянных волн становится невозможным распространение бегущих волн; колебания приобретают характер стончей волны, сконцентрированной (локализованной) в ограниченной области пространства. А. л. возможна для волн любой природы, но особенно ярко она проявляется в случае волн де Бройля для частиц и квазичастиц при изучении квантит. свойств (электропроводности, теплопроводности) неоднородных твёрдых сред (аморфные вещества, сильно легированные полупроводники и др.), т.к. кр. при А. л. подвижности частиц равна 0. Представление о возможности локализации частиц и квазичастиц в неоднородных системах было впервые выдвинуто в 1958 Ф. У. Андерсоном (Фр. W. Anderson). С его именем и именем Н. Ф. Мотта (N. F. Mott) связывают как введение этих понятий в физику аморфных проводников, так и дальнейшее развитие теории (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники, Аморфные металлы, Суперпроводящие системы*).

Спектр энергий частиц в такой среде, напр. электрона в аморфном твёрдом теле, можно разделить на 2 области значенй энергии ϵ , для к-рых подвижность $\mu \neq 0$ (подвижные или проводящие состояния) и $\mu = 0$ (локализованные или непроводящие состояния). Граница



Схематическое изображение энергии электрона в поле потенциала в случае хаотически расположенных неоднородностей. Пунктир указывает положение порога подвижности ϵ_1 по краям плотности состояний $g(\epsilon)$ и их изоляции, соответствующие андерсоновскому дивергенту (слева) и металлу (справа). Штрих-пунктирная линия показывает положение энергии Ферми ϵ_0 . Заштрихованы анодные энергетич. состояния в области подвижных состояний электрона.

ϵ_0 между этими областями наз. порогом $\mu = 0$ и $\mu \neq 0$ (рис.). Пусть волновой пакет в нач. момент находится в начале координат. Если его энергия соответствует области подвижных состояний частицы, то за большое время t пакет сильно расплывается, так что ср. квадрат радиуса R распределения плотности вероятности обнаружит часть равна

$$\langle R^2(t) \rangle = 2Dt, \quad (1)$$

где D — коэф. диффузии, связанный с подвижностью частицы соотношением Эйнштейна. Если же энергия ϵ соответствует области локализов. состояний, то расплывание волнового пакета ограничено и при достаточно больших временах $t \rightarrow \infty$ примет вид предельного распределения плотности вероятности:

$$P_{\text{loc}}(R) \sim \left\{ \text{const}, R \ll L \right. \\ \left. \exp(-R/L), R \gg L. \right. \quad (2)$$

Характерный размер этого распределения L наз. длиной локализации.

В случае одномерного (случайного) потенциала все состояния частицы локализованы, каким бы слабым ни был случайный потенциал. При этом для состояния с большой энергией длина локализации L равна по порядку величины длине l свободного пробега частицы (в приближении однократного рассеяния). В двумерном случае все состояния также локализованы, но длина локализации экспоненциально возрастает при возрастании энергии. В трёхмерном случае справедлив т. н. критерий локализации Иoffee — Рсегей — Мотта: если длина волны де Бройля λ частицы, в частности электрона, меньше, чем длина свободного пробега l , то состояния являются подвижными; при $\lambda \sim l$ имеется порог подвижности ϵ_g и все состояния с энергией $\epsilon < \epsilon_g$ локализованы.

Реальные плёнки и проволоки ведут себя как двумерные и одномерные проводники, но длина локализации в них больше (из-за наличия поперечного движения). Так, в проволоке длина локализации L совпадает с длиной проволоки такого же сечения, сопротивляемость $k \approx 2\pi\hbar^2/e^2 \approx 30$ Ом (e — заряд электрона). Для реальных проводников существует критерий Туалеса: если сопротивление образца при $T=0$ К больше, чем 30 Ом, то его размер превышает длину локализации.

Если состояния в случайном потенциале, обусловленном примесями, заполнены электронами так, что уровень Ферми лежит в области локализов. состояний, то статич. электропроводность вещества при $T=0$ К равна 0 (андерсоновский диэлектрик). Отличие этого состояния от состояния обычных кристаллич. диэлектриков состоит в том, что плотность состояний $g(\epsilon)$ на уровне Ферми $\epsilon = \epsilon_F$ отлична от 0. Поэтому проводимость σ при нулевой частоте ω приложенного электрич. поля не пропорциональна ω^2 (см. *Диэлектрические потери*), а удовлетворяют ф-ле Мотта — Березинского:

$$\text{Re } \sigma(\omega) \sim \omega^2 \left[-\ln |\omega| \right]^{d-1}, \quad (3)$$

где d — размерность пространства. При $T \neq 0$ К проявляется прыжкован проводимость: электрон проводит длит. время в локализов. состоянии с энергией ϵ , из-за неперывыгива благодар взаимодействию с фононами в др. локализов. состоянии с энергией $\epsilon \pm \Delta\epsilon$. Состояния с разл. энергией локализованы вблизи разл. точек пространства, поэтому прыжки с передачей энергии приводят к пространственному перемещению электронов. При низких темп-рах прыжкован проводимость описывается законом Мотта:

$$\ln \sigma_0 \sim -1/T^{(d+1)}. \quad (4)$$

При этом характерная передача энергии при прыжке $\Delta\epsilon \sim T^{d/(d+1)}$, а длина прыжка $R \sim L/T^{1/(d+1)}$. При возрастании T значение R сравнивается с расстоянием между центрами локализации (в легиров. полупроводниках со ср. расстоянием между примесями). При этом мотовский режим прыжков перемешной длины сменяется режимом прыжков на соседнюю яримысь, а закон Мотта (4) переходит в выражение:

$$\ln \sigma_0 \sim T^{-1}.$$

Фазовый переход в неупорядоченной среде, при к-ром уровень Ферми проходит через порог подвижности, наз. переходом Андерсона. В точке перехода L обрывается в бесконечность, а при сколь угодно малом смещении уровня Ферми в сторону подвижных состояний появляется отличная от 0 статич. проводимость. Дискуссия о том, появляется ли проводимость скачком (фазовый переход первого рода) или возрастает непрерывно (фазовый переход второго рода), пока не закончилась, но вторая точка зрения является более аргументированной. При описании поведения электронов в реальных неупорядоченных системах (аморфных твёрдых телах или кристаллич. полупроводниках с

большой концентрацией примесей) необходимо учитывать кулоновское взаимодействие между электронами. Оно приводит к образованию т. н. кулоновской щели — провала плотности состояний $g(\epsilon)$ при $\epsilon = \epsilon_F$, к видоизменению закона Мотта и др.

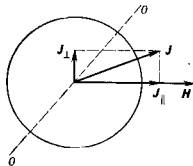
Лит.: Мотт Н. Электроны в неупорядоченных структурах, пер. с англ., М., 1989; Мотт Н., Дэвис Э., Электроны в неупорядоченных системах, пер. с англ., изд., т. 1—2, М., 1982; Шклофский И. В. И., Эфрос С. А., Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1978.

АНИЗОМЕТР МАГНИТНЫЙ — прибор для определения магнитной анизотропии. Наиб. распространены А. м. для определения ферромагн. анизотропии монокристаллов и текстурных материалов (см. *Текстура магнитная*).

В одном из типов А. м. исследуемый образец помещают в сильное однородное магн. поле H (рис.). Образец намагничивается но направлению поля лишь в том случае, если поле направлено вдоль его оси лёгкого намагничивания (00). Во всех остальных случаях вектор намагниченности J занимает нек-рое промежуточное положение между направлением H и осью 00. Перпендикулярная полю компонента J_{\perp} создаёт момент вращения $M = J_{\perp} H$, к-рый стремится повернуть образец так, чтобы ось 00 стала параллельна вектору H . Момент вращения измеряется при разл. направлениях поля, и по результатам измерений рассчитываются константы анизотропии, т. о. оценивается степень совершенства текстуры. Совр. А. м. позволяют исследовать как массивные образцы, так и ферромагн. плёнки в интервале темп-р от 1300 К до гелиевых (~ 1 К) и в магн. полях напряженности до 4000 кА/м (50 кД).

АНИЗОТРОПИЯ твёрдых тел (от греч. *ánisótos* — неравный и *tíβros* — направление) — зависимость равновесных физ. свойств твёрдого тела от направления (см. *Анизотропная среда*). Величины, описывающие макроскопич. свойства вещества, делятся на скаляры, псевдоскаляры, векторы и тензоры разл. рангов. Скалярная характеристика (напр., ср. плотность вещества, темп-ра, теплоёмкость, энтропия) задаётся одним числовым значением, к-рое не связано с понятием направления в пространстве и не изменяется при вращении. Подобная характеристика однородного тела в состоянии равновесия не может обладать А. Псевдоскалярные характеристики, напр. уд. вращение плоскости поляризации, также изотропны, т. к. их числовое значение сохраняется при поворотах тела или системы координат (но они меняют знак при отражении). Для задания векторной величины (напр., ср. намагниченности кристалла) требуется указать 3 компонента вектора в векторной системе координат. Эти компоненты являются проекциями вектора на оси координат, они изменяются при вращении системы координат.

Примером физ. свойств, описываемых симметричными тензорами 2-го ранга, могут служить электропроводность и теплопроводность, а также диэлектрич. и магн. проницаемости твёрдых тел. В общем случае в векторной системе координат тензор 2-го ранга имеет 9 компонент. Если тензор симметричен, то независимыми являются лишь 5 из них — три диагональных и три недиагональных элемента матрицы. При повороте системы координат матрица тензора преобразуется по определённому закону. Всякий симметричный тензор 2-го ранга может быть приведён к гл. осям, т. е. существует такая система координат, в к-рой матрица этого тензора диагональна; соответствующие 3 диагональных элемента наз. гл. значениями тензора. Если гл. значения не совпадают, имеет место А., а направления гл. осей определяют од-



Исследуемый образец (диск) в магнитном поле.

нозначно. Так, для кристаллов (кроме кубических) направление электрич. тока обычно не совпадает с направлением приложенного электр. поля. Если, однако, поле приложено вдоль одной из гл. осей кристалла, возникающий ток будет параллельным полю и, измеряя значения проводимости вдоль трёх гл. осей, можно определить гл. значения тензора электропроводности кристалла. Аналогично могут быть определены гл. значения тензоров теплопроводности, диэлектрич. и магн. проницаемости. Если для тензора два гл. значения совпадают, говорят, что в отношении данной тензорной характеристики вещество является одноосным; вещество с несопадающими тремя гл. значениями наз. двухосным. Если все три гл. значения симметричного тензора 2-го ранга одинаковы, матрица тензора диагональна во всякой системе координат и не изменяется при вращениях системы координат. В этом важном частном случае для задания тензорной характеристики достаточно указать всего одну величину. Это означает, что в отношении данной характеристики вещество изотропно.

Вещество может обладать и более сложными тензорными характеристиками. Так, коэф. пьезоэлектрич. эффекта (см. *Пьезоэлектричество*) образуют тензор 3-го ранга, а характеристики упругих свойств вещества образуют тензор упругих модулей 4-го ранга, для задания к-рого в произвольной системе координат необходимо указать значения $3^4=81$ его элементов. Учёт симметрии позволяет, однако, значительно понизить число независимо задаваемых компонент.

А. кристаллов связана с симметрией их кристаллич. структуры (см. *Кюри принцип*, *Неймана принцип*, *Симметрия кристаллов*). Чтобы вещество обладало векторной характеристикой (напр., спонтанной поляризацией в случае сегнетоэлектрич.), его кристаллич. решетка не должна быть симметричной относительно преобразования инверсии, т. е. не должна обладать центром симметрии. Все кубич. кристаллы изотропны в отношении характеристик, описываемых симметричными тензорами 2-го ранга (напр., электропроводности или диэлектрич. проницаемости). Менее симметричные кристаллы обладают А. в отношении этих свойств. Тензорный характер диэлектрич. проницаемости проявляется, в частности, в эффекте двойного лучепреломления для некубич. прозрачных кристаллов. В табл. приведено число независимых упругих постоянных (число независимых элементов матрицы тензора упругих модулей) для кристаллов разл. симгоний.

А. может быть искусственно вызвана внеш. воздействием. Поликристаллич. материалы, состоящие из огромного числа случайно ориентированных мелких монокристаллов, могут приобрести А. в результате механич. обработки, напр. прокатки (см. *Текстура*). Искусственная оптич. А. может быть создана в кристаллах и изотропных средах под действием внеш. электрич. (см. *Керра эффект*) или магн. (см. *Коттона—Мутона эффект*) поля либо путём механич. воздействия (см. *Фотоупругость*).

Лит. см. в ст. *Анизотропия среды*, А. С. Михайлов.

АНИЗОТРОПИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ — то же, что *дисхромазм*.

АНИЗОТРОПНАЯ СРЕДА — среда, макроскопические свойства которой различны в различных направлениях, в противоположность среде изотропной, где они не зависят от направления. Формально анизотропия однодородной безграничной среды означает

неинвариантность её свойств относительно группы вращений. Поскольку у реальной среды обычно есть граница, при строгом подходе к определению анизотропии необходимо иметь в виду не абстрактную безграничную среду, а сделанный из этой среды макроскопически однородный пар. Среду следует считать анизотропной, если существует экспериментально обнаруживаемый вихорот вокруг центра указанного пара.

Анизотропия среды может быть обусловлена несколькими причинами: анизотропией образующих её частиц, анизотропным характером их взаимодействия (дипольным, квадрупольным и др.) неоднородным расположением частиц (кристаллич. среды, жидкие кристаллы), мелкокасицидными неоднородностями (см., напр., *Текстура*). В то же время анизотропные или анизотропно взаимодействующие частицы могут образовывать изотропную среду (напр., аморфные вещества или газы и жидкости, в к-рых изотропия обусловлена хаотич. движением и вращением частиц). А. с. может образоваться под действием внеш. полей, ориентирующих или деформирующих частицы. Даже физ. вакуум во внеш. полях (эл.-магн., гравитац. и др.) поляризуется и ведёт себя как А. с. Физ. поля и вещество искривляют само пространство-время, к-рое приобретает анизотропные гравитац. свойства.

Анизотропные свойства сплошной среды описывают тензорными величинами; в неоднородной А. с. они меняются от точки к точке. Среды, анизотропные для одного класса явлений, могут вести себя как изотропные по отношению к др. классу. Так, механич. свойства кристаллич. поваренной соли NaCl анизотропны (её упругость различна вдоль ребер и диагоналей кубической решетки), тогда как тепловые и оптич. свойства изотропны с высокой степенью точности. В изотропной среде соответствующие тензоры сводятся к единичным.

А. с. обычно классифицируют по типу симметрии их структуры, к-рая характеризует распределение частиц в пространстве и корреляцией между ними. Это связано с тем, что симметрия любого физ. свойства не может быть ниже симметрии структуры среды (*Неймана принцип*). В случае трёхмерного упорядочения частиц (кристаллич. решетка) существуют всего 32 точечные группы симметрии А. с. (кристаллич. классы). Если же пространственное упорядочение частиц является только двумерным (одномерным) или отсутствует вовсе (жидкие кристаллы и анизотропные жидкости), то число типов симметрии А. с. возрастает и определяется, напр., взаимной корреляцией между ориентациями частиц. Такие фазовые состояния вещества, промежуточные между кристаллом и изотропной жидкостью, наз. мезоморфными состояниями.

Др. типом нарушения симметрии среды, отличным от анизотропии, является *гиротропия*. Среда гиротропна, если её свойства меняются при зеркальных отражениях. Свойства *изотропных сред* описываются псевдотензорными величинами (см. *Псевдотензор*).

С анизотропией (и гиротропией) связаны равнообразные явления. Однородная А. с. оказывает существенное влияние на свойства распространяющихся в ней нормальных волн, определяя, в частности, их поляризацию и различие направлений распространения волнового (фазового) фронта и энергии волн (см. также *Кристаллооптика* и *Двойное лучепреломление*). В неоднородной А. с. может происходить линейное взаимодействие поляризов. волн (см. *Линейное взаимодействие волн*), приводящее к перераспределению энергии между нормальными волнами, но не порушающее суперпозиц. принцип. Последний нарушается в случае *нелинейного взаимодействия* волн, к-рое в А. с. также обладает своеобразными анизотропными свойствами (см. *Нелинейная оптика* и *Нелинейная акустика*). См. также *Анизотропия*, *Максимат анизотропия*, *Оптическая анизотропия*.

Кристаллическая симгония	Число упругих постоянных
Тригональная	21
Моноклиная	13
Ромбическая	9
Тетрагональная	7 или 6
Тригональная (ромбо- эдрич.)	6
Гексагональная	5
Кубическая	3

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Статистическая физика*, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Найв Дж., *Физические свойства кристаллов*, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Смирнов И. И., Шенкельская И. М., *Основы кристаллофизики*, 2 изд., М., 1979; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 1—4, М., 1979—81; Пийви С. А., Структурные основы в физике кристаллов, М., 1981. В. В. Коварский, В. В. Коварский.

АНИОН (от греч. *ανιόν*, букв. — идущий вверх) — отрицательно заряженный ион, движущийся в электрич. поле к аноду. А. содержится в растворах и расплавах большинства солей, кислот и оснований (см. *Электролиз*). А. наз. также отрицат. заряженные ионы в *ионных кристаллах*.

АННИГИЛЯЦИЯ нары частица-античастица (от латинск. *annihilatio* — уничтожение, исчезновение) — один из видов взаимопревращения элементарных частиц. Термином «А.» первоначально наз. эл.-маг. процесс превращения электрона и его античастицы — позитрона при их столкновении в эл.-магн. излучение (в фотоны, или γ -кванты). Однако этот термин неудачен, т. к. в процессах А. материя не уничтожается, а лишь превращается из одной формы в другую.

Возможность А. была предсказана П. Дираком (Р. А. М. Dirac) на основе развитой им квантово-механич. релятивистской теории электрона (см. *Диряков теория Дирака*). В 1932 в кочев. лугах были обнаружены первые античастицы — позитроны, в 1933 зарегистрированы случаи А. пар электрон-позитрон.

В процессе А. e^+ и e^- при суммарном сплне сталкивающихся частиц $J=0$ испускается (вследствие закона сохранения *зарядовой чётности* в эл.-магн. взаимодействии) чётное число γ -квантов (практически два), а при $J=1$ — нечётное (практически три; А. в один фотон запрещена законом сохранения энергии-импульса). Образование большого числа γ -квантов подделено из-за малости константы α ($\alpha \approx 1/137$), характеризующей интенсивность протекания эл.-магн. процессов. Если отнест. скорость e^+ и e^- невелика, А. с большой вероятностью происходит через образование промежуточного связанного состояния (e^+e^-) — *позитрония*.

Столкновение любой частицы с её античастицей может приводить к их А., причём не только за счёт эл.-магн. взаимодействия. Так, А. протонов и антипротонов в π -мезоны (прям. в 5—6 π -мезонов) вызывается сильным взаимодействием. При малой отнест. скорости v и ρ их А. может происходить через связанное промежуточное состояние антипротонового атома (см. *Адронные атомы*) или, возможно, через *бариины*.

В отличие от А. при низких энергиях сталкивающихся частиц, когда в процессе А. пара частица-античастица превращается в более лёгкие частицы, при высоких энергиях лёгкие частицы могут аннигилировать с образованием более тяжёлых частиц (при условии, что полная энергия аннигилирующих частиц превышает порог рождения тяжёлых частиц, равный в системе центра инерции сумме их энергии покоя).

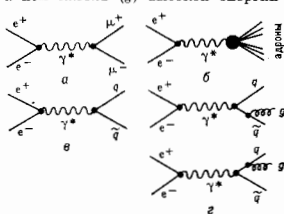
В экспериментах на ускорителях со встречными пучками e^+e^- высокой энергии (≥ 1 ГэВ) наблюдаются процессы А.:

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \quad (1)$$

$$e^+e^- \rightarrow \text{адроны}. \quad (2)$$

В низшем порядке теории возмущений квантовой электродинамики процесс (1) описывается аннигиляционной *Фейнмана диаграммой* с виртуальным фотоном γ^* (см. *Виртуальные частицы*) в промежуточном состоянии (рис. а). Процесс (2) происходит также через виртуальный фотон (рис. б); по совр. представлениям, в этом случае γ^* переходит в пару быстрых кварка (q) и антикварка (\bar{q}) (рис. в), к-рые, испуская при взаимодействии с вакуумом пары кварк-антикварк, превращаются в адроны. При высоких энергиях столкновения образующиеся адроны сохраняют направление движения первичных кварка и антикварка, и в конечном состоянии наблюдаются две адронные струи. Сечение таких процессов уменьшается обратно пропорционально квад-

рату 4-мпульса виртуального фотона (Q^2) (см. *Партония, Квантовая хромодинамика*). Экзклюдированный процесс прямого перехода γ^* в адрон и его античастицу (напр., в пару $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , барион-антибарион) дополнительно подделен *формфактором* адрона (уменьшающимся с ростом Q^2). Согласно квантовой хромодинамике, возможен также процесс А. e^+e^- в пару $q\bar{q}$ с испусканием *глюона* (g) высокой энергии (рис. в);



в этом случае в кочевом состоянии должны наблюдаться трёхструйные события. Отношения (R) сечений процессов электрон-позитронной А. (2) и (1) равны сумме квадратов электрич. зарядов всех образующихся при А. кварков. Когда энергия пары e^+e^- становится выше порога рождения частиц нового сорта — *тяжёлых лептонов* (τ^\pm) или частиц, в состав к-рых входит тяжёлые кварки c, b , значение R возрастает на величину, соответствующую вкладу новых фундамент. частиц. В экспериментах по e^+e^- А. наблюдается резонансное образование *кварконов* — тяжёлых истинно нейтральных мезонов J/ψ и др., интерпретируемых как связанные состояния соответственно $c\bar{c}$, $b\bar{b}$. Такие мезоны должны распадаться за счёт А. кварка и антикварка в два или три глюона (в зависимости от их полного углового момента). В процессах А. e^+e^- в адроны образуются преим. мезоны. Однако с ростом энергии сталкивающихся частиц наблюдается значит. повышение выхода надр барион-антибарион в *инклюзивных процессах* $e^+e^- \rightarrow$ барион-антибарион+адроны.

В столкновениях антикварков с нуклонами с отнест. вероятностью 10^{-4} могут происходить процессы эл.-магн. А. антикварков антикварков с кварками нуклона. В результате такой А. $q\bar{q}$ образуется виртуальный фотон γ^* , распадающийся на пару лептонов e^+e^- или $\mu^+\mu^-$. Процесс рождения лептоных пар в столкновениях адронов описывается в рамках кварк-партонной модели, причём расчёт эл.-магн. А. кварков и антикварков возможен в рамках этой модели получить согласующееся с наблюдаемыми описание характеристик лептоных пар с большой энергией (в системе центра инерции), рождающихся в столкновениях адронов.

С ростом энергии сталкивающихся частиц сечение А. за счёт сильного и эл.-магн. взаимодействия падает, а за счёт слабого взаимодействия — растёт. Поэтому при высоких энергиях в столкновениях адронов могут наблюдаться и процессы слабой А. кварков и антикварков в виртуальных или реальных W^\pm - или Z^0 -бозон слабого взаимодействия. Интерференция сильного и слабого взаимодействия адронов определяет эффекты слабого взаимодействия в столкновениях адронов при высоких энергиях (несохранение чётности, одиночное рождение странных и очарованных частиц в столкновениях «обычных» адронов и др.).

А. электронов и позитронов может происходить и через виртуальный Z^0 -бозон. Интерференция слабого и эл.-магн. взаимодействия вызывает нарушение пространств. чётности в этих процессах (проявляющаяся, напр., в асимметрии углового распределения пар $\mu^+\mu^-$ или адронных струй). При энергии в системе центра инерции пары e^+e^- , равной массе (в энергетич. еди-

лицах) Z^0 -бозона, А. пары должна происходить резонансно — с вращением в реальный Z^0 -бозон. Двух-частичные ленточные распады псевдоскалярных зарядк. мезонов (напр., $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) обусловлены А. составляющих мезонов кварков-антикварков ($u\bar{d} \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $u\bar{s} \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) за счёт слабого взаимодействия, а распады нейтральных векторных мезонов (ρ^0 , ω , ϕ и др.) на ленточные пары (напр., $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$, $\mu^+ \mu^-$) и распады псевдоскалярных нейтральных мезонов (π^0 , η) на два удариона — А. $q\bar{q}$ за счёт эл.-магн. взаимодействия. В распадах мезонов, в состав которых входит c - или b -кварк, процессы А. за счёт слабого взаимодействия, напр. $c\bar{s} \rightarrow d\bar{u}$, $c\bar{s} \rightarrow l\nu_l$ (где l — лептон, ν_l — соответствующее ему нейтрино), могут увеличивать вероятность распада очарованных частиц.

По аналогии с электрод-позитронной А. теоретически обоснован возможный процесс А. пары лептонов — электрона и антинейтрино и электрона ($\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \nu_\mu + \mu^-$ или $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow$ адроны), вызываемый слабым взаимодействием.

В естественных условиях процессы А. могут происходить вблизи космич. источников античастиц (активных ядер галактик, пульсаров) и при взаимодействии космич. антипротонов и позитронов с веществом. Такие процессы космич. А. могут наблюдаться методами γ -астрономии по аннигиляции космич. излучению. Результаты этих наблюдений указывают на отсутствие заметного количества аннигиляющей в окружающей нас части Вселенной вплоть до масштаба скопления галактик и свидетельствуют в пользу *барионной асимметрии Вселенной*. В соответствии с теорией горячей Вселенной на ранних стадиях эволюции Вселенной процессы А. (и обратные им процессы рождения пар) за счёт эл.-магн., сильного и слабого взаимодействий, напр. $e^+ e^- \rightarrow 2\gamma$, $q\bar{q} \rightarrow e^+ e^-$, $q\bar{q} \rightarrow 2g$, $e^+ e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$, обеспечивали термодинамич. равновесие релятивистской плазмы частиц и античастиц и эл.-магн. излучения. При повышении темп-ры расширяющейся Вселенной ниже величины, отвечающей массе частиц данного сорта (используется система единиц, в которой $\hbar = c = k = 1$), должна была происходить А. соответствующих частиц и античастиц в более лёгкие частицы. Время жизни τ_d античастиц (или частиц) относительно их А. с частицами (античастицами) обратно пропорционально концентрации частиц (античастиц). В расширяющейся Вселенной, когда τ_d становится больше времени расширения, А. прекращается и происходит т. н. закладка концентрации частиц и античастиц. Предельное (о «закалке») концентрации массивных метабарионных частиц (*магнитных монополей, экзотич. частиц, появившихся в нек-рых моделях великого объединения и расширенной супергравитации*) и анализ их последующего влияния на астрофиз. процессы на более поздних стадиях расширения Вселенной играют важную роль для получения астрофиз. ограничений на параметры моделей, предсказывающих существование таких частиц.

Лит.: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956; Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1978; Фолломешики В. Н., Хлодов М. Е., О возможностях изучения реакций нейтрного V_3 -расщепления и лучах нейтрино высоких энергий, «Изв. ВФАН», 1973, т. 17, к. 8, с. 810; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Дольгов А. Д., Зельдович Я. Б., Космология и элементарные частицы, «Физмат», 1980, т. 130, с. 539; М. Ю. Хлодов.

Аннигиляционное излучение в астрофизике. Наблюдение излучения, возникающего при А. позитронов и электронов, позволяет обнаружить во Вселенной области (объекты), где рождаются античастицы (позитроны), и определить физ. характеристики таких областей.

В астрофиз. условиях позитроны рождаются, как правило, релятивистскими. Когда они попадают в сравнительно холодную среду (с темп-рой $T \ll mc^2/k = 6 \cdot 10^9$ К, $mc^2 = 511$ кэВ — энергия покоя электрона),

то из-за малой вероятности А. по сравнению с вероятностями процессов, приводящих к торможению позитронов (распадение на электронах и атомах, возбуждение и ионизация атомов), их большая часть успевает замедлиться до нерелятивистских энергий и лишь затем аннигилирует.

При дуэфотонной А. релятивистских e^+ и e^- (наиб. распространённой в астрофиз. условиях) энергии образующихся фотонов ϵ близки к энергии покоя электрона, т. е. спектру аннигиляции излучения (АИ) имеет вид линии (аннигиляц. линия — АЛ). Это позволяет выделить АИ на фоне непрерывного спектра, возникающего при др. процессах. Смещение энергии аннигиляц. фотонов от значения mc^2 вызвано эффектом Доплера из-за движения центра масс аннигилирующей пары: $\epsilon = mc^2(1 + V/c)$, где V — проекция скорости центра масс на направление вылета фотона. Разброс скоростей V приводит к доплеровскому уширению АЛ. При А. терминалов, позитронов с энергией $E_T \sim kT$ со свободными электронами плазмы (как прямой, так и с обратным, образованием позитрония Ps) разброс V является тепловым и ширина АЛ (на половине максимума) $\Delta E \approx 0,011 T^{1/2}$ кэВ.

В отличие от дуэфотонного, трёхфотонного АИ, возникающего при А. ортопозитрония 3Ps (образующегося в тех же процессах, что и паразитрония 1Ps), имеет непрерывный спектр, локальный ниже 511 кэВ. Регистрация этого спектра (вместе с АЛ) позволяет оценить долю позитронов, аннигилирующих с образованием позитрония Ps , и тем самым физ. характеристики области аннигиляции.

Спектр одnofотонного АИ, существенного при наличии сверхсильного магн. поля (когда e^+ и e^- находятся на основном *Ландау уровне*, см. *Циклотронная частота*), имеет вид асимметричной линии с резким обрывом в сторону меньших энергий от максимума при $\epsilon \approx 2mc^2/|\sin \psi|$, где ψ — угол между направлением АИ и магн. полем. Угловое распределение излучения сильно вытянуто в плоскости, перпендикулярной магн. полю. Сильное магн. поле меняет также характеристики дуэфотонного АИ. С увеличением поля (при $B \geq 10^{12}$ Тс) мощность и высота АИ уменьшаются, линия становится асимметричной, сдвигается в сторону более высоких энергий и уширяется (превращалась при $B \approx 10^9$ Тс в непрерывный спектр, локальный ниже $2mc^2(1 + |\cos \psi|)$), а направления вылета фотонов концентрируются к плоскости, перпендикулярной магн. полю.

АИ обнаружено в спектрах *осляшек на Солнце*, в излучении *галактического центра* и космич. *гамма-всплесках*.

Основные характеристики наблюдающегося космического аннигиляционного излучения

Источник	Солнечные вспышки	Центр Галактики	У-всплески
Максимальная интенсивность, фотонов/(см ² ·с)	$5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	1
Связимость источника в аннигиляционной линии, эргс	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{17}$	10^{28} ($D^2/1$ гпк) ²
Характерные времена, с	$10^2 - 10^3$	$10^2 - 10^3$	0,1 - 10
Ширина аннигиляционной линии, кэВ	< 20	< 3	~ 100

D^* — расстояние до источника, гпк.

АИ солнечных всплесков наблюдается на спутниках OSO-7 (США, 1972) и SMM (США, 1980, 1982). Аннигилирующие позитроны образуются, по-видимому, при распаде радиоакт. ядер и л-мезонов, возникающих при ядерных взаимодействиях ускоренных во вспышке ионов с солнечным веществом. Ширина АЛ (< 20 кэВ) соответствует темп-ре в области аннигиляции $T <$

$<3 \cdot 10^6$ К, а зависимость ΔI от времени показывает, что плотность вещества в области аннигиляции $<10^{14}$ см $^{-3}$.

AI в области центра Галактики наблюдалось начиная с 1908 (аппаратурой, поднятой на баллонах на высоту ~ 40 км), затем на спутнике ПРАО-3 (США, с 1979). Плотность AI практически не менялась до мая 1980, после чего медленно стала ниже порога чувствительности детекторов. Малая ширина AI ($\leq 2,5$ кэВ в последних наблюдениях) означает, что AI образуется термализов. позитронами в среде с $T \leq 5 \cdot 10^4$ К. Переносимость AI накладывает ограничения на размер области аннигиляции ($<10^{18}$ см) и концентрация частиц N в ней ($N < 10^{18}$ см $^{-3}$). В отд. измерениях вариру с ΔI наблюдался, по видимому, непрерывный спектр трёхфотонной аннигиляции ^2Ps . Источники позитронов неизвестны. Предположительно позитроны генерируются в окрестности массивной аккрецирующей чёрной дыры, возможно имеющейся в центре Галактики.

Омисонные линии с максимумами при $\varepsilon \approx 350 - 450$ кэВ были обнаружены в спектрах неск. γ -сплесков на АМС «Венера-11» — «Венера-14» (1978—83). Они интерпретируются как AI диффузного AI, сдвинутые на 50—150 кэВ из-за гравитаци. красного смещения в поле силы тяжести нейтронной звезды — источника γ -сплесков. Сравнительная узость линий накладывает ограничения на темп-ры ($kT < 50$ кэВ) и магн. поля ($B < 10^{13}$ Гс) в области аннигиляции. Механизм образования позитронов неясен.

Лит.: Бейерштейн В. В., Ли Фан и Ф. М., Пятаевский И. И., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Positron — Electron Pairs in Astrophysics, ed. by M. L. Pines, A. K. Harding, R. Ramaty, N. Y. 1983. Г. Г. Ворона. АНОД — 1) полюс (или клемма) источника тока (аккумулятора, гальванич. элемента), находящийся при работе этого источника под высоким потенциалом по отношению к другому полюсу того же источника — катоду. 2) Электрод ал.-вакуумного, газоразрядного, электронного или ионного прибора, присоединяемого в электрич. цепи к аноду источника питания. 3) В электротехнике — электрод в электролите, около к-рого происходит окисление ионов или молекул, входящих в состав электродита (подробнее см. *Защитнокатод.*).

АНОДНОЕ ПАДЕНИЕ — изменение потенциала вблизи анода в тлеющем или дуговом разряде, к-рое складывается из изменения потенциала в области пространственного заряда (дегмгеровский слой) и в граничной области квазинейтральной плазмы столба. Если на границе дегмгеровского слоя концентрация плазмы и её тепловая скорость электронов v_p таковы, что плотность хаотического тока на анод $j_A \approx ev_p n_p$ больше плотности тока разряда ($j_A > j_A$), то падение потенциала в слое является тормозящим для электронов ($\varphi_A < 0$), при этом реализуется положительный пространственный заряд. При $j_A > j_A$ падение потенциала ускоряет электроны ($\varphi_A > 0$) и в слое образуется отрицательный пространственный заряд. См. *Процессы в тлеющем разряде*. Г. А. Дюжев, В. Г. Юрченко.

АНОДНОЕ СВЕЧЕНИЕ — свечение области, наблюдаемая при электрических разрядах в газе на аноде. При низких давлениях в тлеющем и слаботочном дуговом разрядах А. с. наблюдается в виде тонкой священной нитки, равномерно покрывающей всю поверхность анода. А. с. своим происхождением обязано процессам девозбуждения атомов газа, возбуждённых электронами, ускоренными на анодном падении потенциала. В сильноточных дуговых разрядах в широком диапазоне давлений (от вакуума до атм. давлений) вместо равномерного А. с. наблюдается анодное пятно — небольшая, сильно разогретая участок поверхности, на к-рый течёт практически весь ток разряда. Это вызывает испарение атомов с поверхности, а затем их возбуждение и ионизацию. Процессы девозбуждения и деионизации атомов вблизи анода вызывают А. с. См. *Процессы в тлеющем разряде*.

Лит.: Грановский В. И., Электрический ток в газе, М., 1977; Г. А. Дюжев, В. Г. Юрченко. АНОМАЛИИ в квантовой теории поля (от греч. anomalia — отклонение, неправильность) — свойство квантовой теории поля (КТП), состоящее в том, что некие законы сохранения, справедливые в классич. теории, перестают выполняться при правильном учёте квантовых эффектов.

Происхождение А. связано с ультрафиолетовыми расходимостями КТП, нуждающимися в регуляризации (см. *Регуляризация расходимостей*). Конкретный выбор процедуры регуляризации в КТП, как правило, неоднозначен. При этом в нек-рых случаях регуляризацию невозможно провести так, чтобы удовлетворить одновременно всем требованиям симметрии исходной классич. теории поля. В результате некие симметрии оказываются нарушенными. Напр., в квантовой электродинамике (КЭД) выполняется закон сохранения исторического тока: $\partial_\mu j^\mu = 0$ (см. *Векторного тока сохранение*), где 4-вектор тока $j^\mu(x) = \psi(x) \gamma^\mu \psi(x)$, $\psi(x)$ — Дирака поле электрона (x — пространственно-временная точка), γ^μ — Дирака матриц, $\mu = 0, 1, 2, 3$, $\psi = \psi^* \gamma_0$, знак плюс означает орбитно сопряжение (по повторяющемуся индексу μ производится суммирование). Наряду с векторным током в КЭД можно также рассмотреть аксиальный ток $j_5^\mu(x) = \psi(x) \gamma^\mu \gamma_5 \psi(x)$, где $\gamma_5 = \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$. В силу Дирака уравнения дивергенция аксиального тока $\partial_\mu j_5^\mu = 2im\psi \gamma_5 \psi$, где m — масса электрона (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Из этого ур-ния следует, что в пределе нулевой массы электрона аксиальный ток сохраняется (см. *Аксиальный ток чётливое сохранение*), что является отражением киральной симметрии теории. Однако более аккуратное рассмотрение показывает, что этот вывод неверен. Действительно, в определении аксиального тока стоит произведение антикоммутирующих операторов ψ и $\bar{\psi}$, взятых в одной точке x . Такое произведение нуждается в доопределении (регуляризации). Если её провести так, чтобы не нарушить закон сохранения векторного тока, то окажется, что правильное выражение для дивергенции аксиального тока принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} j_5^\mu(x) = 2im\bar{\psi}(x) \gamma_5 \psi(x) + \frac{e^2}{16\pi^2} \varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} F_{\alpha\beta} F_{\gamma\delta}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона ($e^2 \approx 1/137$), $F_{\alpha\beta}$ — тензор напряжённости эл.-магн. поля, $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ — абсолютный антисимметричный тензор, $\varepsilon^{0123} = 1$. Т. о., аксиальный ток не сохраняется даже в пределе безмассового электрона. Это явление наз. аксиальной аномалией. Оно было обнаружено Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1951 и детально проанализировано С. Адлером (S. Adler) в 1960, см. [1].

Аналогичная аксиальная А. возникает в любой калибровочной теории поля и, в частности, в квантовой хромодинамике (КХД), где дивергенция аксиального тока кварков имеет вид, аналогичный (1) с напряжённостью лагунонного поля $G_{\mu\nu}^a(x)$ ($a = 1, 2, \dots, 8$ -цветовой индекс) и безразмерной константой связи сильного взаимодействия (*цветовым зарядом*) g вместо напряжённости эл.-магн. поля и электрич. заряда.

Др. важный пример — дилатационная аномалия (от англ. dilatation — расширение, расхождение). Любая КТП, в лагранжиане к-рой нет размерных констант, обладает масштабной инвариантностью, т. е. инвариантностью относительно растяжения координат $x_\mu \rightarrow \lambda x_\mu$ с одновремен. умножением операторов полей на множитель λ в степени, равной размерности поля. Согласно *Петер теореме*, такой инвариантности в классич. теории поля отвечает сохраняющийся дилатационный ток $D_\mu(x) = x^\nu \Theta_{\mu\nu}(x)$, где $\Theta_{\mu\nu}$ — симметричный тензор энергии-импульса теории. Действительно, в силу ур-

ний движения тензор энергии-импульса сохраняется ($\partial\Theta_{\mu\nu}/\partial x_\mu = 0$), так что дивергенция дилатации тока равна следу тензора энергии-импульса, $\partial D_\mu/\partial x_\mu = \Theta_\mu^\mu$, причём последняя величина равна нулю. Однако квантовая теория с безразмерной константой связи содержит логарифмич. УФ-расходимости, и-р-е необходимо регулировать и перенормировать. В результате конечные регуляризованные выражения оказываются зависящими от нек-рой размерной величины — импульса кнормирки, или параметра шкалы, и масштабная инвариантность нарушается. Т. о., с учётом квантовых эффектов $\partial D_\mu/\partial x_\mu = \Theta_\mu^\mu \neq 0$. Напр., в КХД (в пределе нулевой массы кварков) след тензора энергии-импульса пропорционален квадрату напряжённости глюонного поля [2].

Известны также А. суперконформного тока в суперсимметрии (см. [3]), конформная А. в конформной теории гравитации [4] и квантовой теории струны [5] и др.

В сверх. КТН и теории элементарных частиц А. играют важную роль. В частности, аксиальная А. типа (1) позволяет вычислить вероятность распада π^0 -мезона на два фотона, поскольку, согласно алгебре токов, поле π^0 совпадает с дивергенцией аксиального тока кварков. Т. к., согласно (1), амплитуда процесса пропорциональна сумме квадратов зарядов кварков, составляющих π^0 -мезон, то из сравнения теоретически вычисленного времени жизни π^0 с его эксперим. значением можно определить заряды кварков. Исторически это сопоставление было одним из аргументов в пользу введения дополнит. квантового числа, характеризующего кварки, — цвета.

Др. пример — аксиальная А. в электрослабом взаимодействии. В отличие от КЭД, в этой теории аксиальный ток непосредственно входит в лагранжиан взаимодействия и т. о. взаимодействует с калибровочным полем. Поэтому наличие А. ведёт к внутр. противоречиям теории, напр. к отсутствию перенормируемости. Между тем в стандартной теории электрослабого взаимодействия лептоны и кварки внутри одного поколения фермионов вносят в А. вклады, равные по величине, но противоположные по знаку. Необходимость внутр. согласованности теории (т. е. её перенормируемости) требует сокращения А. Отсюда вытекает, что должно быть одинаковое число дублетов кварков и лептонов. В настоящее время действительно обнаружено по три дублета лептонов и кварков (хотя существование 6-го кварка, t , установлено ещё недостаточно надёжно). Необходимость существования s -кварка, а позднее i -кварка, вытекающая из требования сокращения А., была осознана до эксперим. обнаружения этих частиц. Аналогичные ограничения возникают и для моделей великого объединения взаимодействий.

В КХД существует проблема полета псевдоскалярных мезонов. Из них восемь ($\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K^0, \bar{K}^0, \eta$) находят объяснение как псевдоголдстоуновские бозоны (см. Голдстоуна теорема), связанные со спонтанным нарушением почти точной киральной симметрии исходного лагранжиана КХД. Десятый псевдоскалярный мезон η' гораздо тяжелее остальных восьми и не укладывается в эту схему. Трудность разрешается тем, что аксиальный ток, имеющий квантовые числа η' -мезона, не сохраняется даже в пределе безмассовых кварков из-за аксиальной А. Большая масса η' -мезона является указанием на то, что в вакууме КХД существуют такие флуктуации глюонного поля $G_{\mu\nu}^a$, для к-рых величина

$$Q_I = \frac{g^2}{64\pi^2} \int dt dx \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu}^a(t, x) G_{\rho\sigma}^a(t, x), \quad (2)$$

называемая топологическим зарядом, отлична от нуля. Эти флуктуации не учитываются обычной теорией возмущений, для к-рой величина $Q_I = 0$. Т. о., в вакууме

КХД существенную роль должны играть флуктуации нового типа, напр. инстантоны.

Лит.: Обзор по проблеме аномалий с подробным списком литературы см. в [6, 7]; 1) Джек и в Р. В. Теоретико-полевые исследования в алгебре токов, изд. с англ., в сб.: Дилации по алгебре токов, М., 1977; 2) Collins J. R., Duffin S. A., Joglekar S., Trace and dilatation anomalies in gauge theories, Phys. Rev., 1977, v. 16, p. 438; 3) Nuyts W. P. и др. P. van, Supersymmetry, Phys. Reports, 1981, v. 68, S. p. 189; 4) Fradkin E. S., Tseytlin A. A., Renormalizable asymptotically free quantum theory of gravity, J. Nucl. Phys., 1983, v. 201, B, p. 469; 5) P. O. L. и др. A. M., Quantum geometry of bosonic strings, Phys. Lett., 1981, v. 103, B, p. 207; 6) Морозов А. Ю., Аномалии в калибровочных теориях, УФН, 1986, т. 150, с. 337; 7) Бардин В. А., Аномалии, там же, с. 439.

АНОМАЛИИ МАГНИТНЫЕ — см. *Магнитные аномалии*.

АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ — см. в ст. *Дисперсия света*.

АНОМАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ — число, равное отклонению степени однородности взаимодействующего перенормированного квантового поля при масштабных преобразованиях 4-координат $x_\mu \rightarrow \lambda^{-1}x_\mu$ или 4-импульсов $p_\mu \rightarrow \lambda p_\mu$, $\mu = 0, 1, 2, 3$ (где λ — век-р-ая возм. величина) от обычной, к аномической, размерности свободного поля (в системе $\hbar = c = 1$). Кванович. размерность поля определяет его одновременно переставочными соотношениями и в импульсных единицах равна 1 для скалярного поля и $3/2$ для Дирака поля. Если для взаимодействующего поля $\phi(p)$ справедливо соотношение $\langle \lambda p | \phi(p) \rangle$ (где число d характеризует степень однородности поля ϕ), то А. р. для скалярного поля $\gamma = d - 1$, а для поля Дирака $\gamma = d - 3/2$.

А. р. имеет динамич. природу — зависит от величины и характера действующих сил. Это можно проиллюстрировать на примере поведения волновой ф-ции частицы на малых расстояниях (r) от центра сил в квантовой механике. Если потенциал $V(r)$ в у-рии Шредингера растёт при $r \rightarrow 0$ как $r^{-\gamma}$ (где γ — век-р-ая постоянная), что соответствует масштабной инвариантности на малых расстояниях, то волновая ф-ция частицы в состоянии с орбитальными квантовыми числами l ведёт себя как $\psi_l(r) \sim r^{l+\gamma}$, где А. р. $\gamma = \sqrt{(l+1/2)^2 + 2mg} - 1/2 - 1$, т. е. существенно отличается от поведения волновой ф-ции свободной частицы $\psi_l(r) \sim r^l$ (масса частицы).

Квантовая теория поля обладает масштабной инвариантностью, если у-ние движения поля ϕ не содержит размерных параметров (така масса), а константа связи g принимает критич. значение g_0 , при к-ром бета-функция в у-рии ренормализационной группы обращается в нуль. В конформно-инвариантной теории поля (см. Конформная инвариантность в квантовой теории поля), характеризующейся исчезновением следа тензора энергии-импульса при $g = g_0$, А. р. является сохраняющейся величиной, зависящей от константы g_0 .

Из у-р-ной ренормализации группы следует, что поведение n -частичной Грина функции $\Gamma(p_1, p_2, \dots, p_n)$ при изменении масштаба импульсов в области, где все скалярные произведения $p_i p_j$ ($i, j = 1, 2, \dots, n$) одного порядка ($\sim p^2$) и много больше квадратов масс частиц, эквивалентно (с точностью до изменения константы взаимодействия) поведению при изменении нормировочного импульса k . Если в пределе $p^2 \rightarrow \infty$ инвариантный заряд $\bar{g} \rightarrow g_0$, то

$$\Gamma(p^2, g) \rightarrow \left(\frac{p^2}{\mu^2}\right)^{\gamma(g_0)} \Gamma(x^2, g_0), \quad (1)$$

а показатель степени γ выражается через А. р. операторов всех полей, образующих данную ф-цию Грина. Понятие А. р. в общем смысле широко используется также в квантовой хромодинамике (КХД), несмотря на то, что эта теория не имеет фиксированной критич. точки g_0 , а обладает свойством асимптотической свободы. А. р. приблизительно имеет смысл, если

можно пренебречь массами частиц по сравнению с характеристическими масштабами внешних импульсов, входящих в задачу. В такой области будет осуществляться приближенная масштабная инвариантность. Так, амплитуды M в КХД, определенные на масштабах λ_0^2 , преобразуются при изменении масштаба $\lambda_0^2 \rightarrow \lambda^2$ в соответствии с требованиями ренормализации. Группы:

$$M(\lambda^2) = M(\lambda_0^2) \exp \int_{\lambda_0^2}^{\lambda^2} \gamma(\lambda'^2) \frac{d\lambda'^2}{\lambda'^2}. \quad (2)$$

Зависимость γ от λ^2 определяется инвариантным заданием теории, и если оно меняется медленно, то γ тоже меняется медленно. В частности, при постоянном γ флэ (2) переходит в флу (1). Поэтому в обобщенном смысле γ может быть названа А. р. Так же, как в флэ (1), эта величина выражается через А. р. всех операторов, входящих в амплитуду M .

В КХД принято и несколько иное определение А. р. Поскольку γ обращается в нуль при отсутствии взаимодействия, то удобно определить

$$\gamma = \lim_{\alpha_s \rightarrow 0} \frac{\tilde{\gamma}(\alpha_s)}{\alpha_s} 4\pi, \quad (3)$$

где $\alpha_s(\lambda^2)$ — эффективный заряд КХД, а величина γ в первом приближении уже не зависит от импульсов. Выражение (2) при этом приобретает вид

$$M(\lambda^2) = M(\lambda_0^2) \left(\frac{\alpha_s(\lambda_0^2)}{\alpha_s(\lambda^2)} \right)^{\gamma/4}, \quad (4)$$

где $b = 11 - 2/3 N_f$, а N_f — число типов (ароматов) кварков.

А. р. может проявиться при изучении ф-ций Грина квантовой теории поля в глубокой евклидовой области, т. е. при больших пространственноподобных импульсах. Примером физ. процесса, при к-ром наблюдалась приближенная масштабная инвариантность, может служить *глубоко неупругий процесс* рассеяния электрона на протоне. В этом случае моменты *структурной функции* протона изменяются в зависимости от квадрата переданного 4-импульса согласно флэ (4).

Существует, однако, ряд величин, к-рые не могут приобретать А. р. Такими все сохраняющиеся величины и их локальные токи, дивергенция к-рых равна нулю (напр., 4-вектор эл.-магн. тока или тензор энергии-импульса).

Понятие А. р. широко используется также в статистич. физике (в теории конденсов, сред) для описания поведения характеристик систем (плотности, теплоемкости, магн. восприимчивости и др.) вблизи темп-ры фазового перехода $T = T_c$, когда длина корреляций $\xi \sim (T - T_c)^{-\nu}$ становится значительно больше атомных размеров и является единств. существ. параметром длины. Изучение А. р. разл. характеристик позволяет судить о степени их зависимости от $(T - T_c)$, т. е. о критич. индексах.

Лит.: С и н а й Я. Г., Теория фазовых переходов, М., 1980; М а Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980; А н д р е е в И. В., Хромидинамика и нестационарные процессы при высоких энергиях, М., 1981; W i l l e r s о n К., Non-Lagrangian models of current algebra, Физус. Вестн., 1988, в. 178, р. 1499; И л и у р а й н Ф., Квантовая хромодинамика, пер. с англ., М., 1986; А. В. Ефремов. **АНОМАЛЬНОГО ПРОПУСКАНИЯ ЭФФЕКТ** — резкое уменьшение поглощения части потока излучения в толстом идеальном кристалле при лауэвском пропускании. А. п. з. впервые наблюдался Х. Борманом в 1941 для рентг. лучей (эффект Бормана), позднее исследован для нейтронов, электронов и γ -лучей. Интерпретация А. п. з. предложена М. фон Лауэ (M. von Laue) в 1949.

Обычно интенсивность рентг. лучей при распространении в кристалле экспоненциально уменьшается с глубиной z проникновения излучения в кристалл:

$$G(z) = G_0 \exp[-\mu_0(\omega)z], \quad (1)$$

где G_0 — интенсивность первичного поля; z — координата вдоль направления распространения; $\mu_0(\omega) = \frac{10}{c} \gamma_0^2(\omega)$ — линейный коэфф. фотоэлектрич. поглощения среды; ω — частота излучения; $\gamma_0^2(\omega)$ — мнимая часть нулевой фурье-компоненты рентгеновской поляризуемости.

Зависимость (1) предполагает пространственную однородность ноли излучения в кристалле или нерегулярное строение (искажение) кристалла и правильно описывает ослабление интенсивности излучения при его распространении в кристалле в произвольном (не дифракционном) направлении. Она также верна и при к и н е м а т и ч. дифракции рентгеновских лучей в тонком (по сравнению с длиной первичной *электронной*) кристалле. Если толщина кристалла $d \gg \mu_0^{-1}$, то, согласно (1), излучение полностью поглощается в нём.

При д и н а м и ч. дифракции в условиях лауэвского пропускания значит. часть интенсивности ноли проходит через толстые ($d \gg \mu_0^{-1}$) кристаллы, практически не ослабляясь. Это явление и наз. А. п. з. При динамич. дифракции в кристалле устанавливается пространственно-неоднородная структура ноли с масштабом неоднородности порядка размеров *элементарной ячейки* кристалла. Для правильного описания ослабления интенсивности такого поля показателю экзоспенты в (1) должен учитывать не только величину фотоэлектрического поглощения, но и пространственную структуру поля.

Наиб. благоприятными для наблюдения А. п. з. случаем является с и м м е т р и ч. о л а у э в с к о е пропускание s-поляризов. излучения при точном выполнении *Брэгга-Вульфа условия*. При этом отражающие атомные плоскости перпендикулярны входной поверхности кристаллич. пластины, а вектор дифракции g параллелен ей.

Рассмотрим А. п. з. для случая, когда имеется лишь 2 луча — один проходящий и один дифракционный (см. рис. 1 к ст. *Дисперсионная поверхность*). Согласно динамич. теории дифракции, ноле в кристалле в этом случае для каждой из двух (s и p) поляризаций (см. *Поляризация света*) состоит из четырех волн, попарно принадлежащих разным листам дисперсионной поверхности, описывающей зависимость волнового вектора от частоты излучения. Если кристаллографич. плоскости центральносимметричного кристалла при точном выполнении Брэгга — Вульфа условия перпендикулярны поверхности кристалла, то суммарная индукция электр. поля эл.-магн. волны для каждого листа дисперсионной поверхности будет равна

$$D_{s,p}^{(1,2)} \sim \left\{ \begin{array}{l} \cos(gz/2) \\ i \sin(gz/2) \end{array} \right\} e^{i(k_x + \Delta k_x, p) \cdot r} e^{-\mu_0^2 z} e^{d i (2 \cos \Phi)}, \quad (1)$$

где Φ — угол Брэгга, g — вектор обратной кристаллической решётки, k_0 — волновой вектор первичной волны,

$$|\Delta k_{s,p}| = \frac{\omega}{c} \frac{\chi_r^{(0)} + C_{s,p} \chi_r^{(g)}}{2 \cos \Phi} \quad \text{— добавка к } z\text{-компоненте}$$

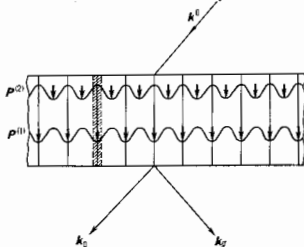
вектора k_0 за счёт преломления, $\chi_r^{(0,g)}$ — действительная (r) и мнимая (i) части фурье-компонент рефр. поляризуемости, $C_s = 1$, $C_p = 2 \cos \Phi$; линейные коэфф.циенты поглощения $\mu_0^{(1,2)} = \mu_0 (1 \pm C_{s,p} \chi_r^{(g)} / \chi_r^{(0)})$, где $\mu_0 = \frac{10}{c} \gamma_0^2 \chi_i^{(0)}$. Члены $\sim \chi_{r,i}^{(g)}$ в выражении для $\Delta k_{s,p}$ и $\mu_0^{(1,2)}$ описывают влияние интерференции на преломление и поглощение излучения при дифракции. Для s-поляризации из-за слабой зависимости $\chi_i^{(g)}$ от $\sin \Phi / \lambda$ отношение $\chi_i^{(g)} / \chi_i^{(0)} \approx 1$, так что $\mu_0^{(1)} \approx 2\mu_0$, а $\mu_0^{(2)} < \mu_0$. Следовательно, излучение с $D_s^{(1)}$ поглощается сильнее, а с $D_s^{(2)}$ — слабее, чем в произвольном направлении. Поэтому через кристалл

толщиной $d \gg 1/\mu_0$ может проходить только излучение с $D^{(2)}$. Пропедающее излучение имеет преимущественную s -поляризацию, так как для p -поляризации $\chi_{s, p}^E \cos 2\theta / \chi_{s, p}^{(0)} < 1$ и А. п. э. выражен слабее. А. п. э. существует во всей угловой области дифракционного отклонения, однако при увеличении отстройки $\Delta\theta$ от точного угла Брэгга θ он быстро ослабляется.

Пойнтинга векторы полей $D^{(1, 2)}$ в соответствии с (1) равны:

$$|\mathbf{P}^{(1, 2)}| \sim \begin{cases} \cos^2(gx/2) \\ \sin^2(gx/2) \end{cases} e^{-\mu_{s, p}^{(1, 2)} z} \cos \theta \quad (2)$$

и направлены вдоль атомных плоскостей, а их амплитуды в направлении, перпендикулярном атомным плоскостям, модулированы с периодом, равным межплоскостному расстоянию. Вследствие этого $P^{(2)}$ принимает макс. значения на атомных плоскостях, а $P^{(1)}$ — между ними (рис.). Т. к. осн. вклад в фотоэлектрич. поглощение дают внутр. K - и L -оболочки, электронная плотность



картина распределения вектора Пойнтинга для полей $D^{(1)}$ и $D^{(2)}$ в совершенном кристалле, атомные плоскости которого перпендикулярны поверхности, при точном выполнении условия Брэгга — Вульфа. \mathbf{k}^0 — волновой вектор падающей плоской волны. Потoki энергии направлены вдоль атомных плоскостей и модулированы в направлении оси x так, что для поля $D^{(1)}$ максимум интенсивности приходится на атомные плоскости (и потому они сильно поглощаются его атомами), а для поля $D^{(2)}$ — между ними (коэффициент поглощения anomalously мал). Поскольку ионы энергии направлены вдоль атомных плоскостей, то рассеяние поля на прошедшем в дифракционную волну происходит при выходе его из кристалла. Пунктиром показано влияние несовершенства структуры кристалла и тепловых колебаний, которые ведут к эффективному увеличению толщины (заштрихованные области) атомной плоскости и, следовательно, усилению эффекта аномального поглощения.

х-рх сосредоточена вблизи атомных ядер, поле $D^{(1)}$ распространяется в области повышенной электронной плотности, взаимодействует со средой и поглощается более интенсивно, а поле $D^{(2)}$ распространяется в области пониженной электронной плотности и взаимодействует со средой менее интенсивно, чем в произвольном, не дифракционном направлении. Этим и обусловлены anomalously узкое поглощение в дифракц. направлении и появление резких максимумов на рентгенограмме.

Тепловые колебания атомов в кристалле эффективно увеличивают размеры атомов, так что $\mu_{s, p}^{(2)}$ возрастает. Напр., при темп-ре $T \approx 300\text{K}$

$$\mu_{s, p}^{(2)} = \mu_0 \left(1 - \frac{\chi_{s, p}^{(2)}}{\chi_{s, p}^{(0)}} e^M \right) \approx 4 \cdot 10^{-2} \mu_0,$$

где e^M — Дебая—Валлера фактор. А. п. э. зависит также от структуры кристалла. Любые отклонения от идеальных условий (атомные плоскости не перпендикулярны кристаллографии, плоскостям, наличие отстройки от точного угла θ , дефектов) уменьшают А. п. э. При многолучевой дифракции могут существовать области, где А. п. э. проявляется ещё сильнее.

А. п. э. используется для исследования совершенства строения кристаллов (см. *Рентгеновская томография*) и получения слабоисходящих пучков монохроматич. поляризон. рентг. излучения. А. п. э. имеет место и для др. излучений.

Лит. см. при ст. Дифракция рентгеновских лучей. А. В. Голотов.

АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в плазме — сопротивление, связанное с резким разл. токовых неустойчивостей и возникающее, когда плотность тока в плазме превышает нек-рую критич. величину. А. с. плазмы связано только с гиральными электрон-ионными неустойчивостями и по величине существенно превышает обычное классич. сопротивление за счёт парных электрон-ионных соударений. Критич. плотность тока j_c при k -рвой возникает А. с., обычно выражает через пороговое значение дрейфовой скорости электронов $v_d = j/n e$ (e — заряд электрона, n — их плотность). Наличие дрейфовой скорости у электронов означает, что электронное распределение по скоростям сдвинуто на величину v_d относительно ионного, что и приводит к неустойчивости. Вследствие этой неустойчивости электроны, кроме потери импульса при парных столкновениях, теряют его и при излучении колебаний (волн). Эти колебания поглощаются ионами и передают им свой импульс. Т. о., так же как и при парных столкновениях, происходит передача импульса от электронов к ионам, однако в данном случае она имеет коллективную природу, т. к. осуществляется посредством возбуждаемых при неустойчивости колебаний и волн. Иногда значение дрейфовой скорости, при k -рвой возникает неустойчивость и А. с., чрезвычайно мало. Напр., в плазме без магн. поля ионное значение скорости v_d , при k -рвой возникает ионно-звуковая неустойчивость (см. *Неустойчивости плазмы*), существенно меньшее тепловой скорости электронов и фактически совпадает со скоростью ионного звука в плазме $v_{i0} = \sqrt{T_e/m}$ (T_e — темп-ра электронов, m — масса иона). Ионно-звуковая неустойчивость представляет собой раскату продольных эл.-статич. колебаний в плазме с «горячими» электронами и «холодными» ионами ($T_e \gg T_i$). При приближении v_d к тепловой скорости электронов ионно-звуковая неустойчивость илвно переходит в неустойчивость Бунемана.

В плазме, помещённой в магн. поле, возможны токовые неустойчивости с очень низким порогом v_d , значительно меньшим тепловой скорости иона. Эти неустойчивости возникают, когда ток течёт перпенд. магн. полю (неустойчивость Драммонда—Розенблатта, неустойчивости низкочастотных колебаний).

Оси. проблемой в теории А. с. является установление связи между линейной теорией токовых неустойчивостей и их разл. нелинейными характеристиками. Наиб. употребительной нелинейной характеристикой токовых неустойчивостей является эфф. частота $\nu_{\text{эфф}}$ рассеяния электронов колебаниями при величине насыщения роста неустойчивости. Для ионно-звуковой неустойчивости, k -рая играет центральную роль в теории А. с., $\nu_{\text{эфф}} = 10^{-3} \omega_{pe} v_d T_e / v_T T_i$, где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2 m} / m$ — плазменная электронная частота, v_T — тепловая скорость электронов, m — масса электронов. Величина anomalously проводимости связана с $\nu_{\text{эфф}}$ обычной f -лой электропроводности плазмы $\sigma_A = ne^2 / m \nu_{\text{эфф}}$.

Оси. трудности в теории А. с. связаны с тем, что вследствие квазилинейной деформации функций распределения электронов и ионов величины v_d , T_e , T_i уже не имеют своего обычного смысла. При исследовании деформации ионного распределения весьма эффективным оказывается использование т. п. двухтемпературного происхождения т. е. расщепления ионов на две группы — «холодные» ионы, не меняющие своего распределения по скоростям, и «хвост» ионной f -ции распределения, ускоренный за счёт взаимодействия с колебаниями. Характерные скорости таких ионов $v_{\text{хвост}}$

$\geq \sqrt{T_e} M$, и доли их в полном распределении пропорциональны V/mM . Они создают столь эфф. затухание ионно-звуковых колебаний, что при небольших напряженностях элетрич. поля дрейфовая скорость v_d электронов не превышает пороговой скорости ионно-звуковой неустойчивости, к-рая в этих условиях составляет величину $v_{кр} = \sqrt{T_e/M} (m/M)^{1/4}$. Такая ситуация имеет место при наличии хотя бы слабого магн. поля, перпендикулярного току, когда за счёт ларморовского вращения происходит перемешивание электронов. Если же магн. поле параллельно току или вообще отсутствует, то перемешивания не происходит и появляются «убегающие» электроны, ускоряемые элетрич. полем. Точное решение задачи о динамике распределения «убегающих» электронов не получено. Наиб. обоснованным представляется предположение, согласно к-рому увеличивается со временем число электронов, вовлекаемых в режим убегания, из дрейфован и тепловая скорость при больших временах линейно растут, а отношение скоростей приближается к единице. Др. возможность ускорения электронов связана с образованием двойных электрических слоев. Подчеркнутая теория А. с. базируется гл. обр. на приближенных оценках и точных решениях нек-рых идеализированных задач.

Лит.: Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Нелинейная теория плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 7, М., 1973; Кэ д о м с к и й Б. В., Коллективные явления в плазме, М., 1976; Арцимович С. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979. В. И. Шнипер, В. И. Швейцер.

АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ — отклонение величины магнитного момента элементарной частицы от «нормального» значения, предсказываемого релятивистским квантовоомеханич. ур-нием, описывающим движение частицы.

Магн. момент элементарной частицы с массой m и зарядом e представляется в виде $\mu = g e \hbar / 2mc$, где $\mu_B = e \hbar / 2mc$ — магнетон для рассматриваемой частицы, S — её спиновый момент (в единицах \hbar), g — безразмерный множитель (g -фактор), зависящий от типа частицы. Из теоремы СРТ следует, что частица и античастица имеют одинаковые g -факторы. Для частицы со спином $1/2$ из Дирака вытекают в пределе нерелятивистской квантовой механики поправки к тому, что $g=2$ при условии, что ал-магн. поле является миним. образом, т. е. с помощью замены $p_0 \rightarrow p_0 - (e/c) A_0$ ($\mu=0, 1, 2, 3$), где p_0 — 4-импульс частицы, A — четырёхмерный потенциал н-ма. Значение $g=2$ отвечает нормальному (дираковскому) магн. моменту частицы со спином $1/2$. А. м. м. называют часть, связанную с отклонением g -фактора от 2. Эта часть целиком связана с радиац. поправками.

Измерения интервалов сверхтонкой структуры урвнев энергии водорода и дейтерия, выполненные в 1947 Дж. Раби (J. E. Nafe), Э. Нельсоном (E. V. Nelson) и И. Раби (I. I. Rabi), показали отклонения от теории, в к-рой использовалось значение $g=2$ для электрона. Для объяснения этого отклонения Г. Брейт (G. Breit) в 1947 предположил наличие малой — аномальной — поправки к дираковскому значению g -фактора. В 1948 П. Куш (P. Kusch) и Г. Фоли (H. Foley) выполнили прямые измерения g -фактора электрона, подтвердившие предположение Брейта. В этом же году Ю. Швингер (J. Schwinger) показал, что радиац. поправка низшего порядка по постоянной тонкой структуры α в рамках квантовой электродинамики (КЭД) приводит к значению $g=2(1+\alpha/2\pi)$, хорошо согласующемуся с измеренным.

А. м. м. частицы со спином $1/2$ удобно выражать через т. н. аномальн. $u = (g-2)/2$. Измерения аномалий для нейтронов — электрона (e^-) — позитрона (e^+), положительно и отрицательно заряж. мюонов (μ^+ и μ^-) относятся к числу наиб. точных измерений в физике. Проведены расчёты вклада в а высших радиац. поправках порядка $(\alpha/\pi)^2$ и $(\alpha/\pi)^3$, в т. ч. адронной полярности вакуума и слабого взаимодействия; заканчиваются

расчёты поправки порядка $(\alpha/\pi)^4$ для электрона. Соответствующие эксперим. и теоретич. значения хорошо согласуются:

$$\begin{aligned} a_e^{\text{исп}} &= 1\,159\,652\,193(4) \cdot 10^{-12}, \\ a_{e^+}^{\text{исп}} &= 1\,159\,652\,222(50) \cdot 10^{-12}, \\ a_e^{\text{теор}} &= a_{e^+}^{\text{теор}} = 1\,159\,652\,460(150) \cdot 10^{-12}, \\ a_{\mu^+}^{\text{исп}} &= 1\,165\,911(11) \cdot 10^{-9}, \\ a_{\mu^-}^{\text{исп}} &= 1\,165\,937(12) \cdot 10^{-9}, \\ a_{\mu^+}^{\text{теор}} &= a_{\mu^-}^{\text{теор}} = 1\,165\,920(2) \cdot 10^{-9}. \end{aligned}$$

Это подтверждает справедливость КЭД и теоремы СРТ. [Теоретич. расчёты выполнены при значении $\alpha^{-1} = 137,035963(15).]$

Для частицы со спином 1 нормальному магн. моменту отвечает значение $g=1$, поскольку такое значение g -фактора следует из Прока уравнения при миним. включении эл.-магн. поля. При этом А. м. м. связан с отклонением g -фактора от единицы. Указанное разделение магн. момента частицы со спином 1 на нормальную и аномальную части встречается в литературе, но не является общепринятым. В теории электрослабого взаимодействия Вайнберга — Глэшоу — Салама для W -бозона $g=2$.

Для адронов А. м. м. и нормальный магн. момент имеют, вообще говоря, одинаковый порядок величины, поэтому часто оказывается необходимым разделить полный магн. момент на нормальный и аномальный части.

Лит.: Ф и л д э й П. Я. и др. с соавт., К о м б л и Ф., Препринт фундаментальных физических теорий в опытах со свободными заряженными левитонами, пер. с англ., «ФЭИ», 1979, т. 127, в. 4.

АНТЕННА (от лат. antenna — мачта, рея) — преобразователь (обычно линейный) волновых полей; в традиц. понимании — устройство, осуществляющее излучение волн, поступающих к А. либо непосредственно от передатчика, либо через антенно-фидерный тракт (А., работающая в режиме передачи, излучения), или устройство, осуществляющее преобразование падающего излучения и носителя эл. к приёмнику (А., работающая в режиме приёма, поглощения). В более широком смысле А. можно назвать любой преобразователь волнового поля в неоднородной среде (в волноводах, резонаторах и т. н.), т. е. А. принципиально не отличается от трансформатора мод, преобразующего (по возможности оптимально, т. е. согласованно с окружающим пространством) поле одного типа (напр., моду, бегущую по линии передачи) в поле др. типа (напр., моду, излучённую в окружающее пространство). Приёмные и передающие А. по принципу действия идентичны, ибо в людях линейных системах (кроме гиротронных) коэф. преобразования полей взаимны. Однако техн. особенности приёмных и передающих А. могут значительно расходиться из-за различий в предъявляемых к ним эксплуатацион. требованиях (предельные мощности, полса частот, шумы и т. н.).

Далее рассматриваются только радионадпннн и т. е. преобразователи эл.-магн. волн радиодиапазона (с длиной волны λ от 1 мм до неск. км). Естественные и искусственные акустич. и гидродинамич. преобразователи волновых полей (напр., органы звуачения и приёма звука у насекомых, животных, человека) — это, по существу, древнейшие А. Появившиеся значительно раньше, чем радиодантены, они чл. преобразователи волновых полей, во многом стимулировавшие создание ряда типов радиодантены — линейных, зеркальных, дисперсионных и т. п. (аналогично тому, как акустич. преобразователи полей стимулировали появление рупорных А.), также имеют свою наа. А., однако, в силу историчеки сложившихся традиций, в большинстве своём (кроме инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов эл.-магн. волн) так не называются.

Самое лат. слово антенна в нач. 20 в. было использовано радиоинженерами для обозначения ДВ-преобразователей эл.-магн. полей — проводов, укреплённых на мачтах.

Появление радиоантенн относится к кон. 19 в. В 1888 Г. Герц (Н. Негт), использовав дипольную А. (Герца вибратор, рис. 1), получил эл.-магн. волны ($\lambda=0,6-10$ м), подтвердив выводы теории Максвелла (см. Максвелла уравнения, Электродинамика классическая). В 1895—96 А. С. Попов и независимо Г. Марconi (G. Marconi) создали А., использованная для практич. целей. Антенна Попова, в отличие от симметричного вибратора Герца, была несимметричной, вторым проводником служила Земля (рис. 2). Первоначально функции передатчика (приёмника), линии передачи и собственно А. были совмещены в одном узле, но в дальнейшем А. выделились в самостоят. устройство.

До 1924 А. создавались в осн. для ДВ и СВ (λ от 200 м до 20 км). Эти А. (рис. 3 и 4) являются развитием и модификацией несимметричной заземлённой антенны

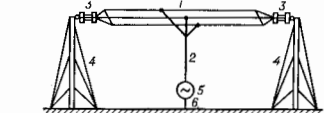
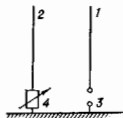


Рис. 3. Схема ДВ-антенны: 1 — горизонтальная часть; 2 — вибратор; 3 — изолятор; 4 — мачты с оттяжками; 5 — передатчик; 6 — заземление.

Попова. В 1924—31 появляются А. для КВ ($\lambda=10-75$ м), используемые для дальней связи. Развитие в 1940—50-х гг. теории и техники УКВ- и СВЧ-радиоволн (метровые, дециметровые, сантиметровые, миллиметровые волны), связанное с потребностями радиовещания, телевидения, радиолокации, а затем радиосвязи, радиосвязи и космич. связи, привело к созданию общей теории А. и множества новых типов А., в т. ч. щелевых антенн, диалектрич. А., антенных решёток и зеркальных антенн, антенн переменного профиля, а также сложных антенных комплексов — радиointерферометров и систем апертурного синтеза.

Рис. 4. Схема антенны СВ и ДВ: 1 — антенный вибратор (мачта или башня); 2 — нависный вибратор (мачта или башня); 3 — клеммы передатчика; 4 — элемент настройки.



Излучение радиоволн. В соответствии с взаимности принципом, к-ром удовлетворяют поля в любых линейных системах и средах (кроме гиротропных), мн. характеристики передающих и приёмных А. взаимно сопоставимы. В частности, одним из следствий принципа взаимности является совпадение диаграмм направленности (ДН) при работе А. на передаче и на приём. Режим работы А. на передаче (излучение) более нагляден, поэтому далее обсуждается передающая А.

Поле излучения создается А. благодаря возбуждённым в ней токам. Это могут быть токи проводимости или поляризации, текущие по разд. элементам А., или условные токи, вводимые в качестве эквивалентов сторонних (т. е. поддерживаемых к.-л. внешним источником) полей E и (или) H . Любое векторное поле состоит из вихревых и потенциальных

частей, поэтому объёмные плотности электрич. токов J^e представляются в виде суммы $J^e = J^e_0 + J^e_1$, $\text{div } J^e_0 = 0$, $\text{rot } J^e_1 = 0$. Поле излучения могут создавать только вихревые части токов J^e , интеграл от к-рых по любой замкнутой кривой (условно или реальному контуру) отличен от нуля $\oint J^e_0 dl \neq 0$. Поэтому всегда можно ввести вспомогат. векторную величину j^m , удовлетворяющую соотношению $J^e = \frac{c}{i\omega} \text{rot } j^m$ и проявляющую себя как нек-рый фиктивный магн. ток. Здесь приняты Гаусса система единиц и комплексная запись гармонич. зависимости от времени (ω — угловая частота, c — скорость света в вакууме, фактор $e^{i\omega t}$ опущен).

В простейшем случае однородной среды с пост. магн. μ и диалектрич. ϵ произвольностями определение полей E и H , создаваемых электрич. и магн. токами J^e и j^m , сводится к решению двух неоднородных ур-ний Максвелла

$$\text{rot } H - \frac{i\omega\epsilon}{c} E = \frac{4\pi}{c} J^e,$$

$$\text{rot } E + \frac{i\omega\mu}{c} H = -\frac{4\pi}{c} j^m,$$

к-рые инвариантны относительно замен $E \rightarrow -H$, $H \rightarrow -E$, $J^e \rightarrow j^m$, $j^m \rightarrow -J^e$, $\epsilon \leftrightarrow \mu$. Следовательно, можно искать только одно решение (J^e), получая второе (j^m) с помощью указанных замен. Этот метод известен как двойственности перестановочной принципа. Два примера использования принципа двойственности особо выделены в теории А.

Первый пример: идеально проводящий экран с отверстием (щелью), на к-ром задана тангенс. составляющая E_T . Поле, создаваемое такой дифракц., или щелевой, А., совпадает с полем поверхностного магн. тока $j^m_{\text{пов}}$, текущего по затеняющей отверстию идеально проводящей плёнке и равного

$$j^m_{\text{пов}} = -(c/4\pi) [n E_T],$$

n — нормаль к поверхности, направленная в сторону искомого поля. Для плоских экранов нужно ввести удвоенный ток $j^m_{\text{пов}}$, текущий в свободном пространстве по площади отверстия.

Второй пример: кольцевой электрич. ток $I^e = \int J^e dS$ (dS — элемент сечения проводника), текущий вдоль окружности радиуса $a \ll c/\omega = \lambda/2\pi = \lambda = k^{-1}$, эквивалентен магн. диполю, направленному по оси рамки, образуемому с током J^e прямой вит и обладающему магн. моментом $p^m = Q^m l = I^e a/c$, $\sigma = \lambda a^2$ — площадь рамки, Q^m — эфф. магн. заряд, l — условная длина. Этот диполь двойствен электрич. диполю, образованному, напр., двумя проволоочными штырями с зарядами $\pm Q^e$ (вибратор Герца).

Вибратор Герца (рис. 1) можно рассматривать как элементарный излучатель, поскольку любое распределение тока $J^e(r)$ допустимо расчленил на элементы с $l \ll \lambda$ и локально одномерными токами $I^e = \int J^e dS$, текущими но тонким ($r \ll \lambda$, λ) трубчатым токам. Эти трубчатые токи, хотя и не замкнуты, но обладают отличными от нуля вихревыми составляющими. Формирование поля таким макродиполем связано с излучением когерентно осциллирующими внутри него электрич. зарядами. Для электрич. диполя, помещённого в начале координат, с дипольным моментом $p = l^e I^e / i\omega$, ориентированным вдоль оси z , поле вне источника (при $r \gg \lambda$) в вакууме определяется решением ур-ний Максвелла:

$$E_r = \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} \right) 2pe^{-ikr} \cos \theta,$$

$$E_\theta = \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} - \frac{k^2}{r} \right) pe^{-ikr} \sin \theta, \quad (1)$$

$$H_\phi = \left(\frac{1}{r} + \frac{ik}{r} \right) ikpe^{-ikr} \sin \theta.$$

Это поперечно-магн. поле тина ТМ относительно радиального и аксиального направлений (в случае магн. диполя возникает поперечно-электрич. поле тина ТЕ). Вблизи источника, в квазистационарной зоне, $kr=r/\lambda \ll 1$, помимо компонент поля, уносящих энергию и, следовательно, убывающих с расстоянием как r^{-1} , присутствуют ещё и т. н. поля индукции, убывающие пропорционально r^{-2} и r^{-3} . Это реактивные поля, в них E и H сдвинуты по фазе на $\pi/2$ (как в стоячих волнах), поэтому плотность потока мощности в них (Пойнтинга вектор $\Pi = (c/4\pi)[E \times H]$) осциллирует с удвоенной частотой и в ср. за период $2\pi/\omega = T$ точно равна нулю. Однако

$R_{\text{п}}$, наз. *сопротивлением излучения*, т. е. $P_{\text{из}} = R_{\text{п}} I^2/2$, откуда

$$R_{\text{п}}^0 = 2 \sqrt{\epsilon_{\text{м}}} (kl)^2/3c. \quad (2)$$

В тех же упрощающих предположениях сопротивление излучения малой рамочной А. ($\sigma \ll \lambda^2$) равно $R_{\text{п}}^0 = = 2(c^2 \sigma^2)^{1/2} \sqrt{\epsilon_{\text{м}}}/3c$. Эти ф-лы теряют силу при $l > \lambda/2$, когда становится заметными эффекты запаздывания эл.-магн. возмущений, распространяющихся вдоль проводов.

Задачи теории антенн. Прямая задача теории А. в общем случае состоит в определении поля излу-

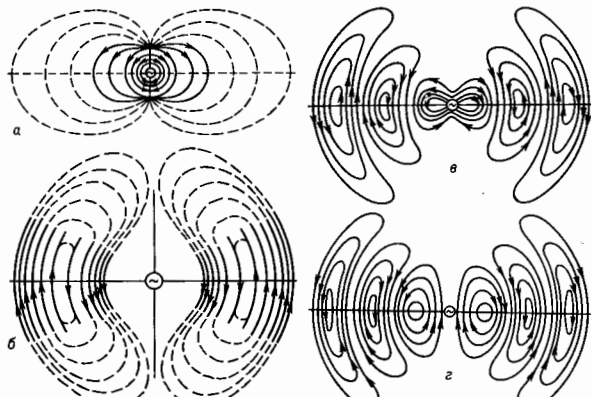


рис. 5. Электрические силовые линии: а — одноэлектрического диполя (при условии постоянства заряда); б — $t = T/4$ — отключившаяся от диполя; в — через $T/4$ после подключения генератора (заряд на диполе отсутствует); г — через $T/4$ Т (масштаб изменён); з — через $T/4$ Т (масштаб изменён).

без этой части поля невозможно вблизи элементарных источников сформировать бегущие составляющие поля, уносящие энергию. На рис. 5 приведена картина последовательного «отключивания» поля, настроенная в соответствии с ф-лами (1). В первой четверти периода ($0 \leq t \leq T/4$) формируется квазистатическое поле E_0 , измененное к-рото во времени создаёт азимутальное магн. поле H_0 , ортогональное E_0 ; при $t = T/2$ квазистатич. поле E исчезает, но от него отрываются замкнутые сами на себя (и уже чисто вихревые), взаимно «сцепленные» линии E_0 и H_0 , образующие автономную торондальную ячейку сферически расходящейся волны. Это происходит примерно на расстояниях $r \sim \lambda$ от диполя, т. е. на такой сфере, по экватору к-рой укладывается целая длина волны в окружающей диполь среде. Это общее свойство любого излучателя, характерное для произвольных числом вариаций волн по углу ($\cos \theta$); отрыв поля излучения происходит с поверхности, наз. *каустикой*, вдоль к-рой укладывается целое число волн, $r = n\lambda$; при этом фазовая скорость «вращения» такого возмущения по поверхности сравнивается со скоростью света в окружающей среде.

Реальный вибратор (а также рамка с током) имеют размеры (рис. 6), куда подключаются идущие от генератора фидерные провода. Следовательно, поступление энергии происходит через место такого разрыва, где $\Pi \neq 0$, тогда как всюду на проводящих поверхностях А. (в отсутствие омических потерь) $\Pi_{\text{н}} = 0$ (n — нормаль к поверхности).

Однако при отскакивании внеп. поля разрыв можно заменить металлиз. поверхностью и пустить по ней поверхностный магн. ток $J_{\text{поверх}}^{\text{маг}} = (c/4\pi)[n \times E_{\text{стор}}$, где $E_{\text{стор}}$ — заданный стороннее поле на разрыве до замены. Этот ток будет играть роль источника, возбуждающего поле во внешнем по отношению к силовому металлу, телу пространстве, поэтому создаваемое им поле должно всюду (кроме области, близко примыкающей к месту разрыва) совпадать с полем электрич. тока, фактически текущего по металлу. Отскакивание распределения этого тока составляет один из аспектов теории металлиз. А. В случае короткого ($l \ll \lambda$) вибратора ток по нему распределён приблизительно однородно, что позволяет выделить волновую мощность излучения через амплитуду I :

$$P_{\text{из}} = \sqrt{\epsilon_{\text{м}}} (kl)^2 I^2/3c.$$

По отношению к фидерной линии эта мощность как бы поглощается в нек-ром нагружаемом сопротивлении

влия по заданной эде, приложенной на «выходе» А. При этом «выход» или входную поверхность, через к-рую поступает энергия от генератора, стремятся выбрать так, где поле можно достаточно уверенно считать заданным (сторонним), определяемым только параметрами источника. Поле вдали от А., как правило, нельзя найти без отскакивания всего поля, т. е. без решения ур-ний Максвелла с соответствующими граничными условиями (в нестационарных задачах ещё и с нач. условиями) на границах раздела сред с разными ϵ , μ (и влив в общем случае для неоднородных ϵ , μ). Такие краевые задачи чрезвычайно сложны, поэтому теория развивается в двух направлениях: 1) строгое решение (или решение со строго контролируемой точностью) упрощённых модельных задач; 2) приближённое исследование реальных (или близких к реальным) устройств. К первым можно отнести решения для малых по сравнению с длиной волны тел (идеально проводящих или диэлектрических) простейшей формы (шар, цилиндр, эллипсоид). При произвольных размерах строгое решение, напр. для идеально проводящего шара или цилиндра, получается в разделяющихся переменных, но для сфероида это уже невозможно. Однако если сфероид сильно вытянут (что адекватно тонкому симметричному вибратору), удаётся построить схему решения методом логарифмически малого параметра и т. п. Важную роль играют строгие решения, полученные для волнубесконечных металлиз. систем (метод факторизации) и применённые к отскакиванию поля излучения открытых концов волноводов. Решена скалярная задача о поле точечного источника в фокусе бесконечного идеального параболич. отража-

толя. Перечень других таких задач можно позаниматься в руководствах по теории дифракции и у-р-ным матем. физики.

Приближенные исследования обычно опираются на удачный выбор входной поверхности (поверхности условных или фактич. источников) с тем, чтобы распределение полей на ней можно было бы оценить (или измерить), минуя строгие решения. Напр., в случае металла А. произвольной формы входную поверхность можно выбрать совпадающей с поверхностью металла и, оценив возможные распределения токов на А., найти создаваемое ими поле вдали. Или после на раскрытые рупора (зеркала, волноводы и т.п.) можно считать (приближенно) распрежденным в согласии с падающим полем от источника (Кирхгофа метод). Иногда задачу определения источников (токов) на условиях похдных поверхностях S и a , в у-р-н и е, а задачу определения поля излучения по заданным токам (источникам) — в и о ш и н. Последние рассматриваются в пространстве, не содержащем элементов А., формирующих излучение, напр. в свободном пространстве, в регулярной части волновода и т.п.

Применение совр. ЭВМ расширяет возможности расчетов А. Правильное (истинное) распределение эфф. источников должно удовлетворить некому интегр. у-р-нию, получающемуся в результате «сшивании» на S полей внутри и вне S . Разлагая искомый вектор J^e (или J^m) в ряд по удобным базисным функциям и преобразуя интегр. у-р-ние к матричному, можно, воспользовавшись специально разработанными методами, составить соответствующие алгоритмы и программы. Т.о., возникновение «вычислительной электродинамики», использующей ЭВМ, в какой-то мере объединило метод строгих решений этаконных задач с методом приближенных исследований реальных устройств.

Ниже мы остановимся только на решении выш. задач, различая две её разновидности: 1) случай заданных токов; 2) случай полей, заданных на охватывающей А. поверхности S .

Решение у-р-ний Максвелла удобно записать через Герца вектор $G(P)$, где P — точка наблюдения (точка поля). Векторы E и H связаны с G Φ -лами $E(P) = \epsilon^{-1}(\text{grad div} - k^2)G(P)$, $H(P) = i\omega\epsilon^{-1}\text{rot}G(P)$, а сам вектор Герца определяется заданными токами J^e :

$$G(P) = \frac{1}{i\omega} \int_V J^e \varphi dV + \int_S \left(\varphi \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) dS, \quad (3)$$

где φ — функция Грина для свободного пространства, $\varphi = R^{-1} \exp(-ikR)$, $\partial/\partial n$ — производная в направлении орта n внешней по отношению к области V нормали к поверхности S (рис. 7, а). Здесь R — расстояние

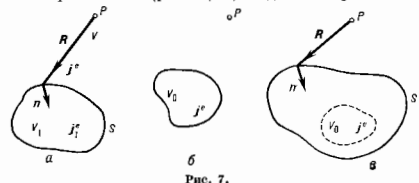


Рис. 7.

между точкой интегрирования (элементом тока) x, y, z и точкой наблюдения P (точкой поля) x', y', z' , т.е. $R = [(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{1/2}$. Если выделить завитый А. объём V_0 , в к-ром текут токи J^e , а поверхность S удалить в бесконечность (рис. 7, б), то из (3) получим

$$G(P) = \frac{1}{i\omega} \int_{V_0} J^e \frac{\exp(-ikR)}{R} dV. \quad (4)$$

Как видно из (4), каждый элемент тока $J^e dV$ порождает сферически расходящуюся волну вектора Герца, что

соответствует Φ -лам (1). Если окружающая среда лишена, однородна и изотропна, то каждая из этих волн не будет искажаться и рассеиваться, а общее поле выражается как суперпозиция расходящихся волн.

С помощью принципа двойственности можно получить выражение для магн. вектора Герца, создаваемого магн. токами J^m . Произвольное эд.-магн. поле вне источников описывается двумя скалярными величинами, часто в качестве них выбирают декартовы компоненты векторов G^e и G^m , получая соответствие поля точки TM и TE . Если поверхность S охватывает все токи, а точка наблюдения P находится вне этой поверхности (рис. 7, а), то из (3) получим:

$$G(P) = \int_S \left(\varphi \frac{\partial G^e}{\partial n} - G^e \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) dS. \quad (5)$$

Поле излучения антенны. Любая система излучающих токов характеризуется тремя параметрами размерности длины: 1) расстоянием l от некого условного центра антенны O до точки P ; 2) характерным масштабом распределения тока l (l_x, l_y, l_z); 3) длиной волны λ (или λ). Именно соотношения между этими параметрами лежат в основе классификации как самих излучателей, так и крайонирования создаваемых ими полей. Параметр $l/\lambda = kl$ позволяет выделить сосредоточенные (элементарные, «точечные») источники, размещенные в области $l \ll \lambda$. К ним принадлежат элементарные электрич. и магн. диполи, а также любые их «точечные» комбинации, дающие мультиполи произвольного порядка. С увеличением l система может обнаруживать резонансное поведение, напр. в резонансных волноводах А. настраиваются в резонанс приблизительно как линии передачи с разомкнутыми концами при $l_z = \lambda/2, 3\lambda/2, \dots$, а замкнутые петлевые (рамочные) А. при $l_z = \lambda, 2\lambda, \dots$. Распределение токов в А. примерно повторяет распределение в соответствующей линии передачи.

В др. предельном случае систем, развитых в одном или неск. направлениях, говорят о протяженных одномерных А. ($l_x \gg \lambda$) или об А. с большой изотропией ($l_x, l_y \gg \lambda$), при этом обычно распределение токов в таких А. воссоздают протяженные участки плоских фазовых фронтов, так что уже в непосредственной близости формируется «чистое» (без квазиэволюционных добавок) поле излучения проекторного типа с острой направленностью в дальней зоне (рупоры, лизны, параболич. зеркала и т.п.).

Параметр r/λ определяет характер поля в зависимости от удаления от области источников. На расстояниях $r \ll \lambda$ (как это видно на примере диполя) в зоне индукции поле представлено в осн. квазистат. полями, быстро убывающими как r^{-2} и r^{-3} (полю индукции).

На расстояниях $r \gg \lambda$ в зоне излучения, или в т.п. в о л н о в о й з о н е, характерными остаются лишь бегущие волны, поля к-рых убывают как r^{-1} (обычно под волновой зоной понимают лишь дальнюю зону A ; представляется, однако, более оправданным называть волновой зоной область излучения, т.е. всю область, содержащую чисто бегущие волны, несущие энергию). В непосредств. близости от А., при $l \ll r \ll \lambda$, распределение поля в известной мере воспроизводит структуру источника, тогда как при $r \gg \lambda$ картина частично унифицируется; начиная с нек-рых r , можно приобрести различие амплитуд (но не фаз!) сферич. волн, приходящих от разных участков А. Разделение по степеням $l^{-1} \ll 1$ в амплитуде и по параметру $f = l^2/r \ll 1$ в фазе даёт следующее приближенное выражение для G^e вдали от источников: $G^e = (c i \omega r^2) \exp(-ikr) \times \times N^e(r, \theta, \varphi)$, где r, θ, φ — сферич. координаты с центром в точке O (условном центре А.), а N^e — вектор излучения, равный

$$N^e = \int_V J^e \exp\{-ik[r' \cos\varphi - r'^2 r^{-1}(1 - \cos^2\varphi)^{1/2}] + \dots\},$$

где φ — угол между радиусом-вектором r точки поля и радиусом-вектором r' точки источника. Отсюда видно,

что качество, или «чистота», поля излучения зависит ещё от одного безразмерного параметра, наз. и параметром Френеля, $f = l^2/\lambda$. При $f \ll 1$ волны, пришедшие от разных участков А., ещё различаются направлениями распространения и поэтому, складываясь, создают изрезанную картину распределения амплитуд. локально сходную с распределением в волноводных модах: поле является бегущим в радиальном направлении и, вообще говоря, стоячим по угловым координатам θ и φ (исключение составляют особые случаи мод, вращающихся по θ и φ). Эта область наз. зоной Френеля по аналогии с явлениями дифракции волн. По мере уменьшения f амплитудная изрезанность ослабевает, и мода превращается в локальную плоскую волну ТЕМ-типа по отношению к радиальному направлению. Это — зона Фраунгофера, её наз. также дальней зоной. В ней вектор излучения N^e становится ф-цией только углов и определяет ДН излучения А.:

$$N^e(\theta, \varphi) = \int_V j^e \exp(-ikr' \cos \varphi) dV',$$

$$E_\theta = -H_\varphi = -(i\omega/4\pi r) \exp(-ikr) N_\theta,$$

$$E_\varphi = H_\theta = -(i\omega/4\pi r) \exp(-ikr) N_\varphi. \quad (6)$$

Следовательно, средняя за период колебаний радиальная компонента вектора Пойнтинга P равна

$$P_r = (\omega^2 \mu^2 / 48\pi^2 r^2) (|N_\theta|^2 + |N_\varphi|^2).$$

В волновой зоне амплитуды полей убывают $\sim r^{-1}$, а плотность потока энергии — как r^{-2} , что есть следствие закона сохранения энергии, ибо суммарный поток энергии через поверхность, охватывающую источник, должен (в средах без поглощения) оставаться постоянным:

$\oint \vec{P} \cdot dS = \text{const}$. Исключение составляют неоднородные среды и нек-рые особые направления в анизотропных средах, в частности волноводы и разл. типы передачи, где вектор Пойнтинга может вообще не измениться с удалением от источника. Иногда и неоднородности, и анизотропия возникают в результате внешнего воздействия излучения на первоначально однородную в изотропную среду (явления самофокусировки, самовоздействия и т. п.).

Любая передающая А., помимо преобразования подводимой к ней эл. магн. колебаний в поле излучения, ещё и формирует определёл. характеристики этого излучения, т. е. образ заданную ДН — угловое распределение амплитуд поля излучения. Это формирование основано на принципе суперпозиции полей, создаваемых разными,

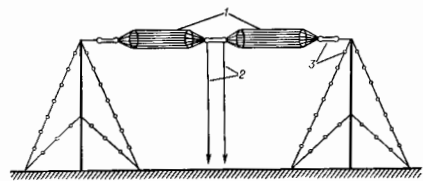


Рис. 8. Директ. Наденко: 1 — длина; 2 — лопатки питателя; 3 — мачта с оттяжками.

но когерентными источниками. Подбором излучателей (дипольных и мультипольных) и пассивных элементов-рассеивателей, на к-рых дифрагируют поля излучателей, можно создать любую фид. допустимую ДН, однако обычно предпочитают находить оптим. компромисс между точностью воспроизведения ДН и простотой изготовления и регулировки А., её стоимостью, кид и т. п. Набор излучателей и рассеивателей, а следовательно, и конструкция А., существенно зависит от диапозона волн. Так, напр., для КВ и ДВ ($\lambda = 10-75$ м и $\lambda = 2 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^4$ м) естественным и технологичным

оказывается использование А., близких к дипольям — вибраторам $l \ll \lambda$ (рис. 8 и 9) или их сочетаниям в виде т. н. антенных «полей» и решёток с размерами $D \gg \lambda$. Структура поля системы излучателей зависит от их взаимного расположения, общей конфигурации системы, фазовых и амплитудных соотношений между токами в излучателях и в пассивных элементах и т. д.

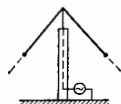


Рис. 9. Антенна-мачта Лисенберга.

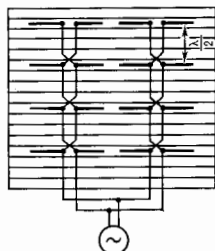


Рис. 10. Фазированная антенная решётка.

Рассмотрим для простоты А., питаемые синфазно. На расстоянии неск. λ от поверхности фазированной антенной решётки (ФАР) (рис. 10) формируется синфазное распределение поля на широкой поверхности (линейный размер $D \gg \lambda$). Эта поверхность наз. излучающим раскрывом или пертурбой А. Аналогичная картина имеет место и для дипольно питаемых А. СВЧ-диапозона ($\lambda = 10^{-3}-10$ м), в частности для А. т. я. оптич. типа, в к-рых элементарный вибратор $l \ll \lambda$ (или его аналог в виде щели, рупора, открытого конца волновода и т. п.) помещается в фокус линзы (линзовая А.) или отражателя (зеркальная А.), формирующих практически синфазные поля на своём раскрыве (плоской поверхности, ограниченной, напр., кромкой зеркала) (рис. 11).

Дальнейшая эволюция, к-рую претерпевает поле т. н. волнового луча, создаваемого широким синфазным раскрывом, показано условно на рис. 12 в параксиальном приближении, т. е. и предположении достаточной угловой «узости» ДН. На близких расстояниях в волновой зоне (практически в пределах $\lambda \ll r < D^2/\lambda$, где $f \sim 10-20$) синфазность фронта ещё не нарушается



Рис. 11. Однозеркальная параболическая антенна.



Рис. 12.

и волна ведёт себя почти как плоская. Это зона геом. оптики, или т. п. проекторный луч, в к-ром сосредоточена практически вся мощность, излучаемая А. Затем в интервале расстояний $r \sim D^2/\lambda$ происходит существо. нарушение синфазности, сопровождаемое резкими пространственными осцилляциями амплитуд поля, в т. ч. и в направлении распространения, накладывающимися на монотонную зависимость $\sim r^{-1}$. Это, как уже говорилось, «промежуточная френелевская область», для каждой точки к-рой на раскрыве А. укладывается неск. зон Френеля.

И, наконец, при $g \gg D^2/\lambda$ волновой фронт становится сферическим, поле убывает как r^{-1} и осцилляции амплитуд в направлении распространения практически исчезают. Это дальняя зона А., где размер первой зоны Френеля становится больше раскрыва А. и где уже можно оперировать с обычным понятием ДН, т. е. зависимости амплитуды поля только от угловых координат.

Параметры антенны. ДН в общем случае записывается как комплексная функция полярного θ и азимутального φ углов:

$$\mathcal{F}(\theta, \varphi) = \mathcal{F}(\theta, \varphi) e^{i(\theta, \varphi)} \exp[i\Phi(\theta, \varphi)],$$

где $\mathcal{F}(\theta, \varphi)$ — амплитудная ДН, обычно равная 1 в направлении главного максимума, $e^{i(\theta, \varphi)}$ — единичная векторная функция, поляризованная ДН, $\Phi(\theta, \varphi)$ — фаза ДН. Кроме амплитудной, часто используют ДН по мощности $F(\theta, \varphi) = |\mathcal{F}(\theta, \varphi)|^2$ — угл. распределение плотности потока энергии излучения А. в дальней зоне.

Обе эти ДН сложных А. имеют сложную структуру, обусловленную интерференцией волн, излучаемых и рассеиваемых разл. элементами А. Там, где синфазно складываются поля всех элементов, формируются максимум, наз. главным. ДН $\mathcal{F}(\theta, \varphi)$ и $F(\theta, \varphi)$ обычно изображают в виде «объемной», рельефной картины, контурной карты с линиями равных уровней либо с помощью отдельных плоских сечений, чаще всего двух ортогональных плоских сечений, проходящих через направление гл. максимума и векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} (рис. 13). Т. к. осн. часть мощности, излучаемой А., сосредоточена в гл. лепестке, направленность излучения характеризуется его шириной, обычно по уровню половинной мощности $\Delta\theta_{0,5}$, иногда — углом между ближайшими нулями. Величина $\Delta\theta_{0,5}$ определяет угловое разрешение А. и может быть приблизительно оценена (в радианах) как $\Delta\theta_{0,5} \approx \lambda/D \ll 1$ (D — размер А. в измеренном сечении ДН) для остронаправленных А. с максимумом излучения, ориентированным перпендикулярно плоскости излучающего раскрыва (А. с поперечным излучением). Это соотношение совпадает с *Релея критерием*, используемым в оптике для оценки разрешающей способности

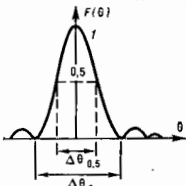


Рис. 13.

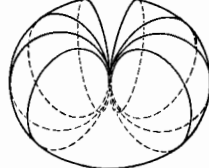


Рис. 14. Диаграммы направленности элементарного и магнитного диполей.

систем. В т. я. сверхнаправленных А. это ограничение можно преодолеть за счет создания резко осциллирующей фазовой распределения (неустойчивого к малейшим фауктуациям). Кнд таких А. весьма мал, т. к. по дальности часть энергии заключена в реактивном поле.

При уменьшении отношения D/λ ДН расширяется, однако даже у предельно малой А. ДН не является полностью изотропной из-за векторного характера эл. магн. поля (в акустике возможны изотропные ДН). Напр., ДН электрич. и магн. диполей имеет вид тороида, ось к-рого совпадает с осью диполя (рис. 14). Для А., излучающих элементы к-рых расположены вдоль нек-рой оси и питаются со сдвигом фаз, ориентирующих максимум излучения вдоль этой оси, $\Delta\theta_{0,5} \approx (\lambda/D)^{1/2}$ (А. с продольным излучением).

Кроме главного, ДН содержит боковые и задние лепестки. Формирование этих лепестков удобно про-

следить на примере осесимметричной зеркальной А., где качественно боковые лепестки можно представить как результат интерференции краевых волн, отраженных от противоположных краев раскрыва. На рис. 15 заштрихованы переходные области грани свет-тень, а кривые — гиперболы, линии дол. разности хода $\lambda, 2\lambda, \dots, n\lambda$ от противоположных краев раскрыва, соотв. максимумам первого, второго, ..., n -го боковых лепестков (т. е. краевые волны от обоих краев приходят в фазе и их амплитуды складываются). Очевидно, боковой лепесток можно качественно считать сформированным, если соответствующая ему гиперболой вышла за пределы заштрихованной области. По мере увеличения номера лепестка гиперболы приближаются к раскрыву А., т. е. дальние боковые лепестки формируются ближе к А. Задние лепестки определяются излучением облучателя А., прошедшим мимо зеркала, и дифракцией этого излучения на краях зеркала. Обычно можно считать, что по мере удаления от А. общая энергия, излучаемая в задние лепестки, остаётся неизменной и лишь перераспределяется по углам. Шероховатости поверхности зеркала и детали конструкции А., рассеивая поле облучателя, приводят к появлению в ДН фонов бокового и заднего излучения.

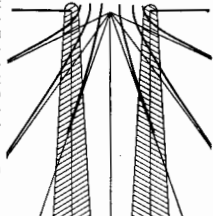


Рис. 15. Формирование боковых лепестков диаграммы направленности.

Кроме ДН по амплитуде и мощности часто используют поляризационные и фазовые ДН. Поляризация ДН $e(\theta, \varphi)$ — это зависимость поляризации поля (ориентации вектора \mathbf{E}) от направления в дальней зоне (векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} в дальней зоне лежат в плоскости, нормальной к направлению распространения). Различают линейную и эллиптическую (в частности, круговую) поляризацию (см. *Поляризация волны*). Если плоскость, проходящая через e и \mathbf{n} (направление распространения), с течением времени не меняет своей ориентации, то поляризация поля линейная, если конец вектора e описывает в плоскости, перпендикулярной \mathbf{n} , эллипс или окружность (по часовой стрелке относительно \mathbf{n} — правое вращение, против — левое), то поляризация эллиптическая или круговая. В общем виде поляризация свойств поля излучения А. удобно описывать такими энергетич. параметрами, как *матрица когерентности* или *Стокса параметры*. Последние имеют размерности плотности потока энергии и могут быть непосредственно измерены, что позволяет экспериментально исследовать поляризац. ДН.

Фазовая ДН $\Phi(\theta, \varphi)$, в отличие от амплитудной, зависит от расположения начала координат на А. Если можно найти такое положение начала координат, относительно к-рого фаза постоянна (не зависит от угла) или скачком меняется на $\pm\pi$ при переходе от одного лепестка ДН к другому, то такое начало координат наз. фазовым центром А. Обладаящую фазовым центром А. можно считать источником сферич. волн. В большинстве случаев А. не имеют фазового центра. Поэтому часто вводят условный фазовый центр — центр кривизны поверхности (или линии) равных фаз в заданном (обычно — главном) направлении.

Энергетические параметры излучения антенны. Важными параметрами А. также являются: КНД $D(\theta, \varphi)$, коэффициент усиления $G = D\eta$, где η — кнд А., коэффициент рассеяния β — доля мощности излучаемой в гл. лепестка (или любого телесного угла) ДН, ср. уровень боковых лепестков α , а также диапазонность (полоса частот). КНД $D(\theta, \varphi)$ характеризует степень концентрации (выигрыш) по мощности в данном направлении. Он равен отношению мощ-

ности, излучаемой в единицу телесного угла в направлении θ, φ (в направлении максимума ДН $D = D_{\max}$) к ср. мощности, излучаемой А. во всем направлении: $D(\theta, \varphi) = 4\pi F(\theta, \varphi) \int F(\theta, \varphi) d\Omega = D_{\max} F(\theta, \varphi)$. Для

апертурных А. $D_{\max} = k \cdot 4\pi / \Delta\theta_0 \Delta\varphi_0 \Delta\sigma$, где $k \approx 0,6-0,7$ — коэффициент использования я. А., учитывающий, что часть мощности $\beta(\beta = \int_{\Omega_{\text{бок}}} F d\Omega / \int_{4\pi} F d\Omega)$ уходит в боковые и задние дестекты, а апертура А. облучается неравномерно. Обычно $D_{\max} < 1,4$, т. е. КНД антенны, выраженный в дБ, не может превышать по абс. величине ср. уровня (в дБ) боковых дестектов. Напр., если $\alpha = 10^\circ$ (т. е. ≈ 50 дБ), то $D_{\max} < 10^0$ (50 дБ). Можно определять КНД также путём сравнения с гипотетич. изотропной, ненаправленной А.: КНД — величина, показывающая, во сколько раз мощность $P_{\text{из}}$ излучаемая изотропной А., должна быть больше мощности $P_{\text{из}}$, излучаемой данной А., при равенстве потерь, возбуждаемых ими в направлении θ, φ .

Значения КНД для разных А. заключены в пределах от 1,5 (элементарный вибратор) и 1,64 (полуволновой вибратор) до 10^2 (зеркальные А. с большим отношением D/λ). Коэф. усиления $G(\theta, \varphi)$ учитывает кид антенны, т. е. отношение излучаемой мощности $P_{\text{из}}$ к мощности $P_{\text{подв}}$ подводимой к А., $\eta = P_{\text{из}}/P_{\text{подв}}$. По определению коэф. усиления — величина, показывающая, во сколько раз мощность, подводимая к изотропной А. без потерь, должна быть больше мощности, подводимой к рассматриваемой А., чтобы были равны возбуждаемые ими в направлении θ, φ поля.

Т. о., при определении G сравниваются мощности, подводимые к изотропной и рассматриваемой А., в то время как при определении КНД сравниваются и з л к а м е и м мощности. Излучаемую А. мощность характеризуют сопротивлением излучения $R_{\text{из}}$, эту величину вводят согласно (2). Сопротивление излучения — составная часть входного импеданса А. (отношения комплексных амплитуд напряжения и тока на

совпадают. Для приёмных антенн ДН — это зависимость напряжения, тока или мощности на клеммах А. от угла выхода плоской волны. Приёмную А. характеризуют дополнит. параметры: э ф ф е к т и в н а и п л о щ а д а $\sigma_{\text{эфф}}$ (для одномерных А. — действующая длина или высота), *шумовая температура* $T_{\text{ан}}$ и *номинальное сопротивление*.

Если бы вся мощность, падающая на раскрыв А., поглощалась ею, то $\sigma_{\text{эфф}}$ равнялась бы геом. площади $\sigma_{\text{геом}}$ раскрыва А. Поскольку, однако, часть мощности рассеивается, А. в часть теряется из-за излученных потерь, то $\sigma_{\text{эфф}} < \sigma_{\text{геом}}$. Теорема взаимности устанавливает однозначную связь между $\sigma_{\text{эфф}}$ и $D_{\max} \cdot \sigma_{\text{эфф}} = \lambda^2 D_{\max} / 4\pi$. Для элементарных источников по этой ф-ле определяют эфф. раскрыв.

Приёмную А. всегда, кроме полезного сигнала, воздействуют шумы. Шумовая темп-ра $T_{\text{ан}}$ приёмной А. вводится соотношением $k T_{\text{ан}} \Delta\omega / 2\pi = P_{\text{ш}}$, где $\Delta\omega$ — полоса частот приёмника, k — постоянная Больцмана, $P_{\text{ш}}$ — мощность шумов на входе приёмника. Величина $T_{\text{ан}}$ обусловлена как собств. шумами А. $T_{\text{ш}} = (1 - \eta) T_0$ (где T_0 — темп-ра материала А., η — кид), так и внеш. радиолучением: Земли, атмосферы и космич. пространства.

Существенной для высокоочувств. приёмных А. является *помехозащищённость*, к-рую можно обеспечить, снижая общий уровень боковых зонностей и используя т. н. *адаптивные антенны*, параметры к-рых автоматич. изменяются в зависимости от условий работы.

Специфич. параметром приёмной А. является чувствительность к пространств. вариациям падающего поля, или к *пространственным частотам*. Приёмную А. можно рассматривать как линейный фильтр пространственных частот. А. со сплошной апертурой при приёме радиоизлучения распределённого источника формирует усреднённое по ДН радиоизображение этого источника. Если разложить это радиоизображение в спектр по пространственным частотам, А. «обрезает» высокие частоты, период к-рых меньше ширины ДН (А. «не разрешает» детали меньше λ/D). Для получения возможно более полного спектра пространственных частот, т. е. детального радиоизображения, необходимо увеличивать разрешение, т. е. увеличивать размеры А.

В процессе разработки, производства и эксплуатации А. необходимыми измерения их параметров. Методы измерения параметров А. можно разделить на две группы в зависимости от расположения передатчика (приёмника): в дальней зоне А., в зоне Френеля или в волновой зоне близки А., условно — в ближней зоне. Первая группа методов сравнительно просто реализуется при исследовании А. с малыми геом. и электрич. размерами (малы D и D/λ), для к-рых расстояние до дальней зоны составляет единицы или десятки м. Такие А. исследуют в беззвонках камерах с использованием методов двух и трёх А., расположенных взаимно в дальней зоне. Для ДВ-, СВ- и КВ-антенн, а также антенн СВЧ с $D/\lambda \gg 1$ приходится располагать всёмогат. А. (передатчик или приёмник) на след. вышке или летат. аппарате, что весьма сложно и дорого, но в ряде случаев единственно возможно. К первой группе относятся также радиостр. метод, когда в качестве передатчика используются космич. источники радиоизлучения. Ко второй группе относятся метод фокусировки, коллимирующий и амплифомерич. (радиолографич.) методы. Метод фокусировки связан с перестройкой А. таким образом, чтобы распределение поля в зоне Френеля повторило его распределение в дальней зоне. В коллимирующей и амплифомерич. методах реализуется такой излучатель, к-рый, будучи помещён

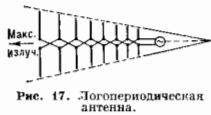


Рис. 17. Логопериодическая антенна.

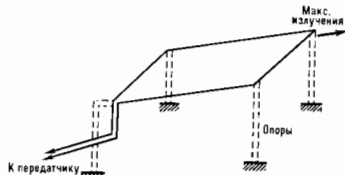


Рис. 16. Ромбическая антенна.

входе А.) $Z = iX + R_n + R_{\text{из}}$, где X — реактивная часть входного импеданса, R_n — сопротивление потерь.

Диапазон частот $\Delta\omega$, в к-ром характеристики А. можно считать практически неизменными, наз. её *волосат частот*. Напр., ромбич. и логопериодич. А. (рис. 16, 17) — весьма широкополосны. Это важно, напр., в условиях связи через отражения от ионосферы, свойства которой изменяются, что требует изменения А.

Специфич. параметром передающей А. является допустимая величина излучаемой мощности. Если токотекущая часть передающей А. окружена воздухом, то при $E > 30$ кВ/см (в нормальном атм. давлении) наступает электрич. пробой. Поэтому предельно допустимая мощность излучения (в 2—3 раза ббльшая рабочей) определяется из условия $E < 30$ кВ/см в точке макс. напряжённости поля вблизи А.

Приёмные А. характеризуются в силу теоремы взаимности теми же параметрами, что и передающие. В частности, ДН антенны в режиме излучения и приёма

вблизи от А., создаёт на её раскрытие плоскую волну, что эквивалентно излучению из данной зоны. Энергетич. параметры А. — ГНД, усиление, коэфф. рассеяния весьма точно измеряются с использованием эталонного излучения «эбритного» диска, установленного в дальней либо ближней зоне А.

Типы антенн. Огромный диапазон длин волн, излучаемых или принимаемых А., от десятков км до долей мм, и многообразие областей использования А. (от связи, радиодиагностики, радиостроении до геологии и медицины) обусловили большое разнообразие типов и конструкций А.

Для ДВ, СВ и КВ используются в осн. проволочные и вибраторные А. и их совокупности (в частности, ФАР и антенные ячеи). Примеры таких А. приведены на рис. 3—5, 8—10, 16—18.

Плоская синфазная ФАР относится к поперечным А., излучающим гл. обр. в направлении, перпендикулярном плоскости расположения вибраторов. В этом направлении эл.-магн. волны, излучаемые вибраторами, складываются синфазно, и сюда излучается макс. энергия. Если разность фаз токов в соседних вибраторах постепенно увеличивать вдоль к. л. направления в плоскости решётки, что эквивалентно созданию текущей волны тока, то направление максимума ДН будет поворачиваться. Этим пользуются для т. н. качания луча А. в пространстве (сканирования). Др. разновидность виб-

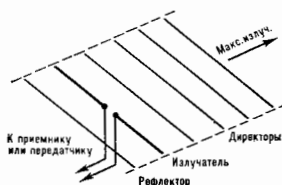


Рис. 18. Антенна волноводного канала.

раторных А. — продольные (одномерные) А., максимально излучающие в плоскости расположения вибраторов (рис. 17, 18). В ДВ- и СВ-антеннах обе функции (создание поля излучения и формирование ДН) выполняют одни и те же элементы — вибраторы.

В А. СВЧ-диапазона эти функции обычно разделяются между отд. элементами: поля излучения по-прежнему создают вибраторы (в т. ч. и возбуждители щелей, волноводов и т. п.), но ДН формируется в результате суперпозиции не только полей от излучателей, но и полей, рассеянных на разл. структурах — зеркале, линзе, щели, отверстиях рупора и т. д. В А. СВЧ-диапазона можно выделить (условно) ряд типов — рупорные, линзовые, плоские, диэлектрич., зеркальные, поверхностные волны (импедансные), ФАР, искусств. апертуры, интерферометры, системы апертурного синтеза. Каждый из этих типов содержит множество разновидностей (рупоры: секторальные, пирамидальные, биконич., конич.; линзы: диэлектрич., металлич., металлодиэлектрич.; щели на плоской и неплоской поверхностях; зеркальные А.: параболоиды вращения, сфера А., цилиндры, перископия А.; А. перем. профиля, рупорно-параболич. А.; А. поверхностных волн: с плоскими, цилиндрич. направляющими элементами; ФАР: эквидистантные, неэквидистантные, многолучевые, с качанием луча, плоские, выдуло-конформные; интерферометрич. системы и системы апертурного синтеза из неподвижных и подвижных А., пазолентенные апертуры — кресты, Т-образные, команд-интерферометры и т. д.).

Конструктивное исполнение А. ещё более разнообразно: напр., на летательных аппаратах желательны неустойчивые А., космич. А. должны учитывать невесомость, автоматически развёртываться и т. д., ряд А.

устанавливается под радиопрозрачными укрытиями. А. бывает подполюсворотными или неподвижными, стационарными или перемещаемыми и т. д.

Весьма существенна форма ДН. Напр., в качестве бортовых А. летательных аппаратов используются слабонаправленные А. с широкой ДН. В А. радиолонг. станций, предназначенных для обзора пространства и вращающихся вокруг вертикальной оси, ДН узкая в горизонтальной плоскости и широкая в вертикальной либо состоящая из множества сканирующих узких лучей. Радиоастр. А. и А. космич. связи должны обладать чрезвычайно высокой направленностью для точного определения координат объекта, что требует увеличения отношения D/λ .

Однако беспредельное наращивание размеров бесполезно, т. к. формирование узкой ДН и реализация большой эфф. площади требуют предъявлять жёсткие требования к точности изготовления и сохранению во времени поверхности А. Отклонение поверхности от заданной должно быть на порядок меньше рабочей длины волны. Для обеспечения этого условия используются, в частности, т. н. гомологич. принцип конструирования, когда при движении зеркала с помощью уравниваемого ЭВМ пересределяются нагрузки сохраняются заданная форма поверхности, но со смещением фокусом, куда автоматически перемещается облучатель. Др. радикальными способами повышения разрешающей

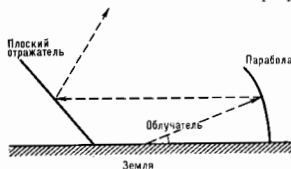


Рис. 19. Перископическая антенна.

способности А. являются расчленение А. на отдельные регулируемые элементы [А. перем. профиля, перископические А. (рис. 19), ФАР] и рассеяние А., используемых в качестве элементов интерферометрич. систем и систем апертурного синтеза.

К особому классу относятся т. н. малонаправленные А., примером к-рых может служить рупорно-параболич. А. (рис. 20). Расположенный в фокусе излучатель облучает часть параболоида, и энергия излучается в пространство через апертуру ограниченного металлич. зеркалом и конусом, так что энергия облучателя попадает только на зеркало. Уровень боковых и задних лепестков в ДН такой А. весьма мал, а шумовая температура составляет неск. 0.

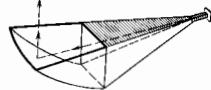


Рис. 20. Рупорно-параболическая антенна.

Характерная особенность сопр. техник А. — использование антенн с обработкой сигналов (цифровой, аналоговой, пространственно-временной, методами когерентной и некогерентной оптики и т. д.). Если излучение приемлемое А., в к-рой токи от отд. излучателей или участков суммируются в одном тракте, то обработка такого суммарного сигнала связана с потерей информации. В то же время в ФАР, напр., можно обрабатывать отдельно каждый принятый элементом или их совокупностью сигнал и затем подвергать полученные сигналы дополнит. обработке, напр. нелинейной, извлекая максимум информации или меняя в зависимости от времени или от сигнала параметры А. (адаптивные А., динамич. А. с временной модуляцией параметров и т. д.). Др. примером А. с обработкой сигнала является А. с искусств. раскрытием, когда используется

движение А., сигнал к-рой обрабатывается в процессе движения методом когерентного накопления. А. с обработкой сигнала применяются в радиоастр. системах апертурного синтеза (см. *Апертурный синтез, Антенна радиотелескопа*). Принцип апертурного синтеза заключается в использовании ряда А., последовательно во времени или стационарно занимающих определ. положение. Их сигналы суммируются и перемножаются с разл. взаимными фазами соотношениями. В результате обработки на ЭВМ получается информация, эквивалентная таковой при использовании сплошной апертуры, значительно превосходящей апертуры отдельных А. При машинной обработке можно осуществлять сканирование в пределах достаточно широкого лепестка отдельной А. и другие необходимые преобразования ДН. Перспективными являются глобальные наземные и космич. системы апертурного синтеза, объединенные через ИСЗ. Чувствительность и разрешающие эти системы позволяют исследовать отдельные объекты Вселенной.

В 1970-х гг. возник новый тип А., состоящий из решетки облучателей со встроенными полупроводниковыми диодами и осуществляющей одновременно приём и выпрямление СВЧ-колебаний, т. е. ректенна (от англ. rectifier и antenna). Возникновение ректенны связано с проблемой создания солнечных космич. электростанций: на геосинхронной орбите (~35800 км над Землей) размещаются панели солнечных батарей площадью ~40 км² каждая, вырабатывающие по 4—5 мвт. кВт электроэнергии вост. тока. Эта энергия должна питать мощные СВЧ-генераторы, подводящие к передающим А. (активные ФАР с диаметром ~1 км), посылающим на Землю мощный когерентный лучок зл.-магн. волн сантиметрового диапазона (эти волны слабо поглощаются в ионосфере и тропосфере Земли). Это излучение можно принимать на Земле ректеннами с размерами решетки ~7 км.

Лит.: Шелкунов С. Ф., Фризе Г. А., Антенны (Теория и практика), пер. с англ., М., 1955; Фельд Я. Н., Бененсон Л. С., Л. А., Антенны сантиметровых и дециметровых волн, ч. 1, М., 1955; Вахрамеев Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; Фельд Я. А., Антенны сверхвысоких частот, М., 1957; Маркони Г. Т., Сазонов Д. М., Антенны, 2 изд., М., 1970; Зельман Е. Г., Построение излучающей системы по заданной диаграмме направленности, М., 1963; Сканирующие антенные системы СВЧ, пер. с англ., т. 1—3, М., 1966—71; Шэфрин И. С., Вопросы статистической теории антенн, М., 1970; Бахрах Я. Д., Кремельчик В. С. Д., Синтез излучающих систем, М., 1974; Фельд Я. Н., Антенны техника и радиоастрономия, М., 1976; Аляевберг Г. З., Ямольский В. Г., Терещин О. П., Антенны УВЧ, ч. 1—2, М., 1977; Вычислительные методы в радиоастрономии, пер. с англ., М., 1977; Антенны. Современное состояние и проблемы, под ред. Л. Д. Бахраха и Л. И. Воскресенского, М., 1979; Вахрамеев Л. Д., Курочкин А. П., Голубогринов в микроволновой технике, М., 1979; Фельд Я. Н., Смирнов Г. А., Антенны в микроволновой технике, с англ., т. 1—2, М., 1984. М. А. Миллер, Н. М. Цейтлин.

АНТЕННА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ — антенна, у к-рой поле на апертуре аналогично полю бегущей волны. А. б. в. используют для приёма (излучения) волновых полей живой природы (зл.-магн., акустич.), но чаще всего в диапазоне радиоволн. Напр., если поле на апертуре А. б. в. описывается ф-лой $a(z, t) = A \exp i(\omega t - \varphi(z))$, где ω — угловая частота, амплитуда А постоянна, а фаза распределена по линейному закону $\varphi(z) = \beta z$, где $\beta = \omega/v_g$, v_g — фазовая скорость волны, то $a(z, t)$ совпадает с полем плоской волны (с волновым числом $k = \omega/c$, c — скорость света), падающей на апертуру под углом θ к оси z, при этом $\cos \theta = \beta/k = c/v_g$. Даже синфазную антенну можно рассматривать как частный вариант А. б. в. с $\beta = 0$, $\theta = \pi/2$. В общем случае линейное распределение фазы на апертуре сочетается с разл. изменением амплитуды (неоднородные бегущие волны). Существуют и такие А. б. в., где применимо распределение с переменной v_g .

Различают А. б. в. с быстрыми ($v_g > c$) и медленными ($v_g < c$) волнами. В первом случае излучение максимально в направлении, соответствующем углу θ к оси z ($\sin^2 \theta > 0$) и совпадающем с направлением распространения эфф. плоской волны. В определ. сме-

сле это аналог черенковского излучения. Если А. б. в. одномерна, то поле излучения аксиально симметрично и диаграмма направленности воронкообразная. При $v_g \rightarrow c$ конус суживается к оси, а при $v_g = c$ излучение максимально в направлении оси. Такая А. б. в. наз. антенной осевого излучения. Если коэф. направленного действия (КНД) может вдвое превышать КНД синфазной антенны ($C_{\text{дн}}/C_0 = 0$). При $v_g < c$ изол. создаваемые элементами раскрасы А. б. в. в направлении максимума диаграммы, т. е. вдоль оси, несинфазны, т. е. синфазное направление лежит в области миним. углов. С увеличением замедления диаграмма сужается, а КНД возрастает до нек-рого оптим. значения.

Конструктивное исполнение А. б. в. разнообразно. В А. б. в. с быстрыми волнами используют экранированные или открытые линии передачи, в к-рых возбуждаются бегущие моды, задающие требуемые апериодич. фазовые распределения на расположенных вдоль линии излучателях (штыри, титры и т. п.). В А. б. в. с медленными волнами используют линии, поддерживающие поверхностные волны (дизаэлектрич., металлоч. дизаэлектрич. покрытым, гофрированные и т. п. — см. *Замедляющая система*). Важной разновидностью является антенны с обратными волнами (и к-рых фазовая скорость противоположна групповой). А. б. в. обладают неоспоримыми преимуществами при необходимости «вписать» антенну в контуры отсекаемых поверхностно подвижных объектов, такие антенны важны, несуществующими. Применение А. б. в. в диапазоне средних и длинных волн связано, в частности, с возможностью элетрич. сканирования диаграммы направления путём управления фазы на апертуре.

Лит.: Фельд Я. А., Бененсон Л. С., Антенно-фидерные устройства, ч. 2, М., 1958; Вахрамеев Л. И., Зельман Е. Г., Шелкунов С. Ф., Теория излучения поверхностных антенн, М., 1969; Уолтер К., Антенны бегущей волны, пер. с англ., М., 1970. К. С. Шелков.

АНТЕННА ПЕРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ — многоэлементная зеркальная антенна, отражающая поверхность к-рой состоит из большого числа сравнительно небольших подвижных элементов. *Диаграмма направленности* А. п. п. формируется при помощи спец. расположения элементов и облучателя, находящегося в фокусе отражающей поверхности. Поворот диаграммы направленности осуществляется не поворотом отражающей поверхности в целом, как в обычных зеркальных антеннах, а изменением взаимного положения отражающих элементов, т. е. изменением формы отражателя. Этим и объясняется название А. п. п. Возможность изменения формы поверхности используются также для период. востривки А. п. п., регуляции еф. поверхности с целью получения высокой абс. точности. Кривая, по к-рой устанавливаются центры элементов, изменяется от парабола (при наблюдениях на горизонте) до окружности (при наблюдениях в зените). А. п. п. может работать одновременно по 4 направлениям, при этом в каждом направлении используется до 1/4 всех элементов. Для направлений вблизи зенита можно использовать все отражающие элементы. В А. п. п. осуществлены два принципа: 1) формирование большой отражающей поверхности из небольших, независимо контролируемых элементов, к-рые можно установить друг относительно друга с точностью, значительно превышающей точность изготовления металлоконструкций; 2) использование методов *апертурного синтеза*, позволяющих синтезировать двумерные изображения. Благодаря этому А. п. п. сочетает в себе достоинства зеркальных антенн и систем апертурного синтеза: широкополосность и направленность, т. е. возможность наблюдений на разных частотах с высоким угловым разрешением. Именно поэтому антенна крупнейшего отечествен. радиотелескопа сантиметрового диапазона РТАН-600 выдолжена в виде А. п. п. (см. рис. 6 в ст. *Антенна радиотелескопа*). Он является универсальным и гибким инструментом, пригодным для наблюдений разл. астр. объектов. РТАН-600 состоит из 895 элементов, располож. по

окружности диам. ок. 600 м; работает в диапазоне длин волн от 8 мм до 30 см; разрешение достигает $7''$ при длине волны 1,35 см. Неровности поверхности не превышают 0,35 мм. Радиотелескоп может работать одновременно по нескольким научным программам: регулярные наблюдения начались в июле 1974, проводящие наблюдения Солнца, планет и их спутников, Галактики и Метагалактики, осуществляются обзоры неб.

Лит.: Хвостик С. Э. и др., Большой пулковский радиотелескоп. «Изв. ГАО АН СССР», 1960, т. 21, в. 5, № 164; Белькин И. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. И., Радиотелескопы и радиометры, М., 1973; Брауде В. В. и др., Использование космических источников радиоволн для исследования характеристик радиотелескопа РАТАН-600. «Радиотех. и электроника», 1981, т. 26, № 7; Корольков Д. В., Рагужский Ю. С., The Soviet RATAN-600 radiotelescope, «Sky and Telescope», 1979, в. 57, № 4.

Н. А. Есенина.

АНТЕННА РАДИОТЕЛЕСКОПА — устройство для сбора радиоизлучения космич. объектов. А. р. определяет его чувствительность (минимально обнаружимый сигнал) и угловое разрешение (способность разделить излучение близких друг к другу радиосточников). Мощность принимаемого сигнала от радиосточника с плотностью потока радиоизлучения F равна $0,5 AF$, где A — эфф. площадь антенны, коэф. 0,5 определяется тем, что принимается лишь одна из поляризацй. Минимально обнаружимый сигнал $\delta F = 2kT_{ш} / \Delta\nu \tau \Delta f$ зависит от величины A , шумовой температуры радиотелескопа $T_{ш}$ и радиометрич. выигрыша $\nu \tau \Delta f$; здесь Δf — полоса частот принимаемого сигнала, τ — время наблюдения источника, k — постоянная Больцмана. Шумовая темп-ра радиотелескопа $T_{ш} = T_{шз} + T_{шр}$ определяется шумовой темп-рой антенны $T_{шз}$ и шумовой темп-рой радиометра $T_{шр}$. Шумовая темп-ра антенны зависит от доли потерь в антенно-фидерном тракте η и вклада радиоизлучения Земли и атмосферы через боковые лепестки диаграммы направленности (ДН) антенны: $T_{шз} = \eta T_0 +$

$+(1-\eta) \int (T_2 + T_{ат} + T_ф) D d\Omega / \int D d\Omega$, где T_0 — темп-ра окружающей среды, T_2 — темп-ра Земли, $T_{ат}$ — эфф. темп-ра атмосферы, $T_ф$ — темп-ра фона космич. радиоизлучения, D — диаграмма направленности А. р. по мощности. Шумы антенны уменьшают при помощи снижения потерь η , охлаждения тракта (пожизнен $T_ф$) и спец. облучения А. р. (снижения вклада шумов Земли). Угловое разрешение антенны φ_0 определяется её ДН, ширина к-рой зависит от размеров антенны d и длины волны λ : $\varphi_0 \sim \lambda/d$.

В табл. на с. 102 приведены наиб. характерные типы А. р. и их ДН; там же указана чувствительность антенн к пространственным частотам. Конструктивное исполнение антенн существенно зависит от диапазона длин волн и назначения.

Антенны зеркального типа. Осв. элементом антенн этого типа является зеркало, к-рое собирает падающее на него излучение в фокальной точке (параболич. зеркало) либо на фокальной линии (параболич. цилиндр, сферич. зеркало). В фокусе устанавливается облучатель в виде рупора либо цепочки диполей. ДН облучателя формируется так, чтобы облучить всё зеркало (собрать с него всю энергию), но исключить облучение пространства вне его. Этим достигаются макс. использование поверхности зеркала A и миним. уровень шумов $T_{шз}$. Для исключения искажения фронта отражённой волны неровности поверхности зеркала не должны превышать $\lambda/20$. Форма поверхности зеркала должна сохраняться в этих пределах при разных темп-рах, ветровых нагрузках и положениях антенны. Эти требования ограничивают размеры зеркала, миним. длину волны и определяют их стоимость, поэтому серьезные крупные антенны зеркального типа были невозможными или полуподвижными. Оптимизация параметров радиотелескопов привела к ряду конструктивных решений — созданию *зеркальных антенн* разных типов и классов. Наиб. распространение получили параболич. зеркала.

Антенны с параболическими зеркалами. Первые антенны этого типа были неподвижными (напр., 32-м «земляные чаши» Крымской радиостр. станции ФИАН, вач. 1950-х гг.) или устанавливались на поворотном устройстве, позволяющем изменять положение антенны лишь по углу места (90-м

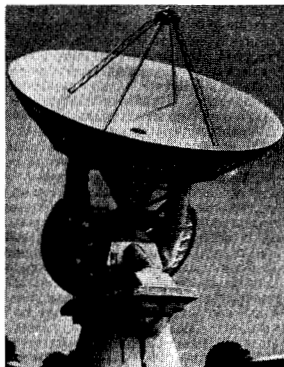


Рис. 1. РТ-43 — наиболее крупный радиотелескоп с оваловой подвеской 43-м параболического зеркала. США, Национальная радиоастрономическая обсерватория, Грин-Банк.

антенна в Грин-Банк, США). Перестановка электр. оси антенны в пределах нек. ДН осуществлялась изменением положения облучателя. В Грин-Банк для поворота электр. оси антенны по азимуту (прямому восхождению) смещают в соотв. направлении облучатель. На Крымской радиостр. станции облучатель установлен на карте, обеспечивающей его перестановку в фокальной плоскости в двух направлениях.

Первые полноповоротные радиотелескопы имели традиц. монтировку оптич. телескопов — экваториальную

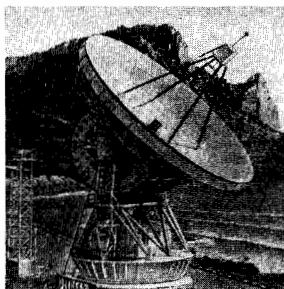


Рис. 2. РТ-22 — прецизионный радиотелескоп с азимут-угловой монтировкой 22-м параболического зеркала. Крымская астрофизическая обсерватория, Симферополь.

поворотное устройство, обеспечивающее установку антенны в заданном направлении по прямому восхождению и склонению (рис. 1). Компенсация вращения Земли (слежение за источником) осуществлялась равномерным вращением инструмента вокруг оси прямого восхождения, устанавливаемой параллельно оси враще-

ния Земли, т. е. наиб. простым и удобным новаторским устройством, к тому же обеспечивающим сохранение позиц. угла при сопровождении источника. Однако в этом заключается и его недостаток — в ходе наблюдений зеркало поворачивается вокруг своей оси, и под действием сил тяжести возникают несимметричные деформации, искажающие его форму (для крупных зеркал). Поэтому совр. крупные прецизионные радиотелескопы имеют азимут-угловые поворотные устройства, что впервые было применено в А. р. РТ-22 Крымской астрофиз. обсерватории (рис. 2). По той же причине оптики также перешли на аналогичную монтировку (6-м телескоп в станции Зеленчукской на Кавказе). Пересчёт экваториальных координат в азимутальные осуществляется ЭВМ. Это не усложняет систему, т. к. в действительности и в случае экваториальной подвески (для крупных зеркал) необходимо учитывать влияние рефракции и отклонения электрич. оси под действием деформаций, в т. ч. тепловых. Нужно обеспечивать и режим сканирования к-л. площадки неба, что можно осуществить лишь с помощью ЭВМ.

Обычно радиотелескопы открыты. Для исключения влияния температурных изменений и ветровых нагрузок на зеркало в ряде случаев инструмент помещают внутри купола. Купол может иметь раздвижное окно, как для оптич. телескопа (11-м радиотелескоп на Китт-Пик, США), либо быть сплошным (Хайтекская обсерватория, 37-м радиотелескоп, рис. 3). Недостатками сплошного купола являются поглощение в оболочке и рассеяние на фермах конструкций. А. р. в Хайстеке имеет облегчённую конструкцию, для уменьшения деформации зеркала под действием гравитац. сил применены компенсирующие противовесы. Разработаны спец. конструкции зеркал с азимут-угломестной подвеской, к-рые деформируются под действием гравитац. сил (при изменении угла места), сохраняя свою форму (т. н. гомологич. схема). Меняется лишь фокусное расстояние, это изменение компенсирует смещением облучателя.

Для обеспечения высокого коэф. использования площади K_A (отношения эфф. площади A к раскрыву антенны) и низкой шумовой темп-ра антенны $T_{шa}$ используют рупоры разл. типов. Наиб. эффективны т. п. корригирующие рупоры, внутр. стенки к-рых иррегулярно четвертьволновыми канавками, в этом случае $K_A=0,55-0,7$.

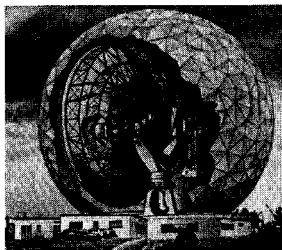


Рис. 3. РТ-37 — 37-м радиотелескоп с облегчённой конструкцией антенны, закрыт куполом. США, Хайтек.

Более удобна в эксплуатации и эффективна по своим параметрам каскаргеновская схема облучения. В этом случае перед фокальной точкой устанавливается вторичное зеркало гиперболич. формы, к-рое отражает падающее на него излучение во вторичный фокус, расположенный ближе к основанию первичного зеркала. Аппаратура становится доступной в процессе наблюдений, кроме того, облучение вторичного зеркала происходит в направлении приёма сигнала («холодного» неба, а не «горячей» Земли) и шумовая

тем-ра антенны $T_{шa}$ получается минимальной. Общая шумовая темп-ра системы 64-м радиотелескопа в Голдстоуне (США) на длине волны 13 см равна 15 К, а $K_A=0,8$. Большое значение K_A достигнуто с помощью корригиров. облучателя и зеркал спец. формы (квази-параболич. и квазигиперболической, рис. 4).

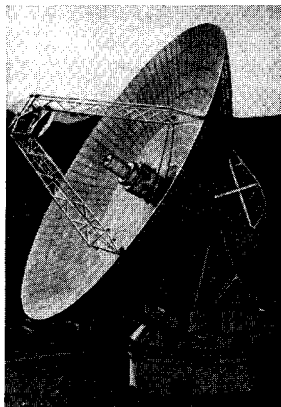


Рис. 4. РТ-64 — 64-м радиотелескоп с системой облучения типа Кассегрена, зеркала имеют квазипараболическую и квазигиперболическую формы. США, Голдстоун.

В схеме Грегори используется вторичное зеркало эллиптической формы, к-рое устанавливается за первичным фокусом, что допускает возможность работы из первичного фокуса без снятия вторичного зеркала. Система Грегори использована на 100-м радиотелескопе в Эффельсберге в ФРГ (рис. 5). Радиотелескопы с параболич. зеркалами работают во всём спектре радиоволн — от метровых до самых коротких миллиметро-

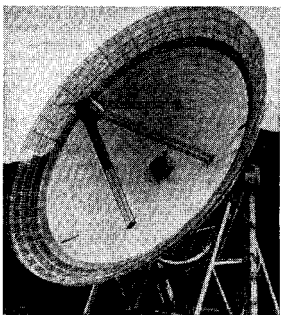


Рис. 5. РТ-100 — 100-м радиотелескоп (гомологичная конструкция зеркала) с системой облучения типа Грегори. ФРГ, Эффельсберг.

вых. Их угловое разрешение достигает десятков секунд дуги. Зеркала спец. формы использованы в 70-м радиотелескопе в Елнатини.

Радиотелескопы со сферич. зеркалами имеют неподвижную антенну. Перемещение **101**

в пространстве луча антенны осуществляется облучением разных частей зеркала. Для исправления сферич. aberrации используют вторичное зеркало спец. формы либо линейный облучатель с излучением фазы вдоль его длины. Радиотелескоп в Аресибо (Пуэрто-Рико) имеет сферич. зеркало с радиусом $R=205$ м и диам. раскрыва 305 м. Диаметр эквивалентного параболич. зеркала равен 200 м. Щиты отражающей поверхности установлены на опорах, закрепленных непосредственно в стальном грунте. Это обеспечивает возможность точного выставления щитов и сохранение их положения при разных ветровых нагрузках и температурах. Радиотелескоп работает до волн 3-см диапазона. Облучатель антенны закреплен на каретке, движущейся по дуге, расположенной на расстоянии $0,5 R$. Дуга может вращаться относительно оси антенны. Т. о. обеспечивается управление электрич. осью антенны во двум направлениям в пределах $\pm 20^\circ$ от зенита. Система облучения подвешена с помощью тросов в фокальной точке, управление осуществляется с помощью ЭВМ. Рассмотренные антенны имеют цилиндрически симметричные ДН (карандашного типа).

Перископические антенны. Влияние гравитационного поля Земли и жесткость материалов ограничивают размеры зеркал. Разработаны радиотелескопы, антенны к-рых имеют сравнительно небольшие размеры по вертикали и большие в горизонтальном направлении (в виде усеченного параболоида).


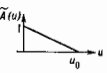

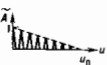

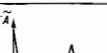

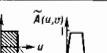

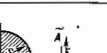

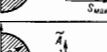
Радиотелескоп Крауса имеет неподвижное параболич. зеркало высотой 21, длиной 110 м и плоский переотражатель, наклон к-рого позволяет удерживать электрич. ось антенны на разные углы места. Радиотелескоп этого типа построен в Зименках, близ Горького, его проекционное зеркало параболич. формы имеет размеры 25×2 м. Инструмент работает в сантиметровом диапазоне длин волн. Сопровождение в пределах небольших углов по азимуту осуществляется перемещением облучателя. Для расширения возможностей сопровождения радиотелескоп в Нансе (Франция) имеет зеркало сферич. формы, его размеры 300×35 м, размеры переотражателя 200×40 м. Антенны этого типа имеют плоскую (верную, или ложную) ДН и работают на длинах волн миллиметрового и дециметрового диапазонов.

Параболич. цилиндры используют на волнах метрового и дециметрового диапазонов. Вдоль фокальной оси этих зеркал устанавливаются диоды. Изменение угла места таких антенн обеспечивается перестановкой (вращением) антенны, а по азимуту — соств. фазировкой диодов. Антенна этого типа находится в Пуццано на радиоастр. станции ФИАН. Этот инструмент работает во всем спектре метрового диапазона, размеры зеркала 40×1000 м. Радиотелескоп в Ути (Индия) работает на частоте 327 МГц. Ось параболич. цилиндра установлена параллельно оси вращения Земли (на склоне холма). Т. о. обеспечивается акваториальная монтировка зеркала. Перестановка электрич. оси радиотелескопа по склонению осуществляется с помощью фазировки диодов, установленных вдоль фокальной линии параболич. цилиндра. Антенна имеет 42 выходов, соответствующих 42 ДН, разнесенных по склонению друг относительно друга на половину своей ширины.

Синфазные антенные решетки обычно применяют на волнах метрового и декаметрового диапазонов. Решетка состоит из диодов с отражающими. Одной из таких антенн является большая синфазная антенна (ЕСА) на волну 3,5 м на радиоастр. станции ФИАН в Пуццано. На декаметровых волнах инструментом такого типа является радиотелескоп в Граватов, под Харьковом. Управление электрич. осью антенны осуществляется фазировкой диодов. Антенны этого типа просты в изготовлении и имеют низкую стоимость.

Антенны с незаполненными апертурами. Рассмотренные выше А. р. относятся к антеннам с заполненными

апертурами, а измеряемый ими спектр ограничен областью малых пространственных частот. Ширина их ДН определяется площадью антенны. Принципиально новым классом А. р. являются антенны с незаполненными апертурами. Это совр. антенно-вычислит. комплексы, предназначенные для исследования распределения радиояркости объектов космоса, радиоизлучения с высокими угловым разрешением. Как правило, они чувствительны к высоким пространственным частотам (табл.). Антенны с незаполненными апертурами имеют

Апертура	Диаграмма направленности	Спектральная чувствительность
 Линейная апертура	$\left(\frac{\sin \frac{\pi a}{\lambda} \theta}{\pi \theta} \right)^2$	 $\tilde{A}(u)$
 Одномерная решетка	$\left(\frac{\sin \frac{\pi a}{\lambda} \theta}{\pi \theta} \right) \left(\frac{\sin \frac{\pi b \theta}{\lambda}}{\pi \theta} \right)^2$	 \tilde{A}
 Двухэлементный интерферометр	$\left(\frac{\sin \frac{\pi d}{\lambda} \theta}{\pi \theta} \right)^2 (1 + \cos 2\pi \frac{d}{\lambda} \theta)$	 \tilde{A}
 Крест Миллса	$\frac{\sin \frac{\pi D \cos \theta \sin \varphi}{\lambda} \sin \frac{\pi D \sin \theta \sin \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi D \theta}{\lambda} \right)^2 \cos \varphi \sin \varphi}$ $\varphi = 0, \varphi = \pi/2$ - главные	 $\tilde{A}(u, v)$
 Круг	$J_1^2 \left(\frac{\pi D \theta}{\lambda} \right)$ $\left(\frac{\pi D \theta}{\lambda} \right)^2$	 \tilde{A}
 Кольцо	$2 \left(\frac{\pi D \theta}{\lambda} \right)$	 \tilde{A}

d, D, b — размеры апертуры; λ — длина волны; θ, φ — углы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях; J_n — функция Бесселя; $u_0 = D/\lambda, u_{1p} = d/\lambda, u_{1rp} = D/2\lambda, v_{1rp} = S = (u^2 + v^2)^{1/2}, S_{\max} = D/\lambda$.

большое число лепестков, к-рые исключаются спец. методами обработки (см. *Апертурный синтез*).

Радиointерферометр является простейшим инструментом этого типа, он чувствителен лишь к одной из пространственных частот, определяемой длиной базы. Меняя длину базы, можно измерить весь спектр пространственных частот исследуемого объекта и по нему построить изображение. Для новшества эффективности наблюдений увеличивают число элементов интерферометра и располагают их в определенной, порядке друг относительно друга для исключения повторения одинаковых длин баз. Использование вращения Земли (наблюдение источника при разных позиционных углах) позволяет расширить спектр измеренных частот. Разработаны разл. типы инструментов с незаполненными апертурами.

Крестообразный радиотелескоп (крест Миллса) состоит из двух взаимно перпендикулярных антенных полос. Каждый из антенн имеет верную ДН. Корреляц. обработка сигналов, принятых с двух антенн, формирует ДН, определяемую их общей частью. Сформированная ДН с точностью до нулевых пространственных частот соответствует антенне с площадью, равной произведению макс. размеров входящих

в неё волос. Примером такого инструмента является крестообразный радиотелескоп в Пуццано. Его антенные волосы имеют размеры 40×1000 м. Радиотелескоп в Гракано имеет Т-образную форму.

Кольцевой радиолокационный радиогелиограф в Калгурре (Австралия) состоит из 96 элементов, установленных по кругу диам. 3 км. Каждый из элементов представляет собой 13-м полноволноворотную антенну с экваториальной монтировкой. Ширина ДН радиотелескопа $3,5'$ на частоте 80 МГц. Сигналы от отд. элементов

без увеличения её габаритов, снижении уровня боковых лепестков диаграммы направленности (ДН), максимизация отношения сигнал/шум. К рассматриваемому классу относятся антенны с синтезирова, апертурой (см. *Апертурный синтез*), антенны с нелинейной обработкой сигналов и зависимими от времени параметрами, *адаптивные антенны* и др.

Наиболее эфф. применение (в радиолокации и радиоастрономии) найти антенны с синтезирова, апертурой. Если источник излучения и приёмная антенна движутся

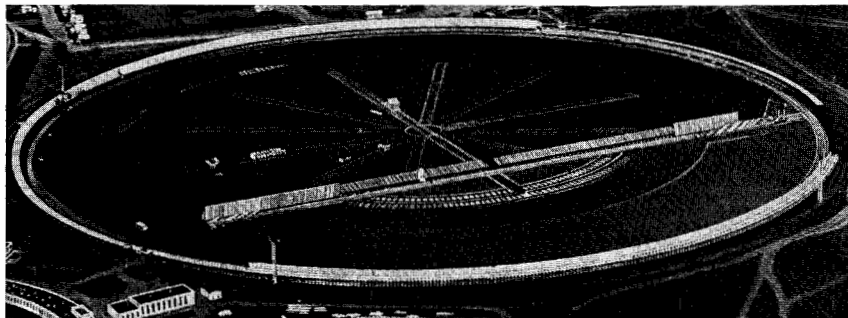


Рис. 6. РАТАН-600 — радиотелескоп с антенной кольцевой формы диаметром 600 м. Станция Зеленчукская, Кавказ.

переходят по линиям на коммутирующую систему, к-рой формирует 48 остронаправленных лучей, ориентированных в направлении север — юг. Инструмент используется для исследования структуры Солнца и измерения наиб. сильных радиосточников.

РАТАН-600 расположен вблизи станции Зеленчукской (рис. 6). Его антенна — разновидность переносимой, состоит из 895 отражателей, установленных по кругу, диам. ~ 600 м; размеры отражатели по вертикали 7,4 м, по горизонтали 2 м. Отражатели можно перемещать по углу, азимуту и в радиальном направлении. Каждое зеркало следит за источником и отражает падающее на него излучение в фокальную точку. В зависимости от угла места профиль антенны меняется, отсюда и назв. инструмента — *антенна переменного профиля*. Меняется и положение фокальной точки, поэтому в процессе наблюдений лучепадатель передвигается по радиально установленным рельсам и коммутирует это изменение. Инструмент имеет ноженку ДН, работает в диапазоне сантиметровых волн.

Очень большая антенная решётка (Very Large Array — VLA) построена в 1981 в США (штат Нью-Мексико). Состоит из 27 полнополноволновых параболич. антенн диам. 25 м, расположенных вдоль направлений, образующих букву У. Длина лучей 21 и 19 км. Антенны перемещаются по рельсовому пути и занимают одно из 72 фиксиров. положений. Ширина ДН синтезирова, луча $0,1'$ при длине волны 1,3 см и $2'$ при длине волны 21 см. Инструмент по угловому разрешению превосходит лучшие оптич. инструменты.

Лит.: Е. С. П. и А. А. Корольков в Д. В., Паряевский Ю. П., Радиотелескопы и радиометры, М., 1973; Матвеевко С. И., Радиоастрономия, М., 1977 (Астрономия, т. 13).

АНТЕННА С ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛОВ — приёмная антенная система (как правило, *антенная решётка* или её аналог), где наряду с обычным линейным когерентным суммированием сигналов (или вместо него) применяются нелинейная, адаптивная (саморегулирующаяся) или частотно-временная обработка сигналов и их последовательное накопление во времени. При этом преследуются цели: улучшение разрешающей способности антенны

друг относительно друга, можно синтезировать апертуру существенно большую, чем собственный раскрыт антенны, производя последовательно во времени приём, накопление и когерентное суммирование сигналов с комплексными весовыми коэф. Фазы весовых коэф. должны компенсировать фазовые сдвиги, обусловленные взаимным расположением и относит. перемещением антенны и источника излучения, а амплитуды весовых коэф. — формировать необходимое распределение амплитуды на синтезирова, апертуре.

К антеннам с нелинейной обработкой сигнала обычно относят приёмные антенные решётки, у к-рых выходной сигнал является произведением (или корреляц. функцией) сигналов от отд. элементов решётки. Их целесообразно использовать при достаточно сильных сигналах от некогерентных источников, а также тогда, когда есть возможность производить накопление сигнала во времени. Поэтому антенны с нелинейной обработкой находят применение в радиоастрономии.

Антенны с зависимыми от времени параметрами также выполняются в виде антенных решёток, у к-рых размеры раскрытия или распределение поля в нём периодически модулируются во времени; ДН такой антенной решётки является суперпозицией гармоник, кратных частоте модуляции, причём каждой гармонике соответствует своя парциальная ДН, определ. образом ориентированная в пространстве. Изменения частоты модуляции параметров антенны сопровождаются сканированием парциальных диаграмм.

Применение обратных связей в аналоговой системе когерентной амплитудно-фазовой обработки сигналов, принимаемых элементами антенной решётки, позволяет обеспечить оптич. управление уровнями ДН антенной решётки в направлениях прихода полезных или помеховых сигналов. Такой тип обработки реализуется в адаптивных антеннах.

Лит.: Антенные решетки. Методы расчёта и проектирования, М., 1968; Сканирующие антенные системы СВЧ, пер. с англ., т. 1—3, М., 1968—71. А. А. Ломанский.

АНТЕННА С УПРАВЛЯЕМЫМ ЛУЧОМ — антенна, диаграмма направленности (ДН) к-рой может изме-

ваться по определ. закону. Эти изменения сводятся в первую очередь к изменению относительной антенны (сканирующей) гл. лепестка ДН (луча). Различают эл. и электр. способы управления. В первом случае сканирование луча осуществляется механич. движением отд. элементов антенны (напр., перичного облучателя зеркала или линзы). Во втором — антенна и её элементы остаются неподвижными, но на рабочей поверхности антенны (апертуре, раскрыве) изменяется распределение эфф. источников (полы, токов). Для сканирования луча достаточно изменить только распределение фаз источников; последнее подбирается близким к тому, к-рое создавалось бы плоской волной, приходящей в направлении гл. лепестка (см. *Взаимность принципов*). При электр. управлении можно также изменять по определ. закону форму ДН в областях гл. и боковых лепестков. Это достигается с наб. эффективностью при одноврем. независимых изменениях распределений фаз и амплитуд источников. Электр. управление чаще всего реализуется в *антенных решётках*. Механич. управление существенно уступает электрическому по быстротедействию и поэтому находит применение в осн. для качания луча в секторе, составляющем неск. ширин гл. лепестка. Электр. управление ДН может сочетаться с механическим. А. с. у. л. применяются в радиолокации, навигации и связи.

Лит.: Сканнирующие антенные системы СВЧ, пер. с англ., т. 1—3, М., 1968—71. А. А. Леманский.

АНТЕННАЯ РЕШЕТКА — совокупность дискретных элементов, каждый из к-рых осуществляет когерентно по отношению к остальным излучение или приём эл.-магн. волн. Простейшими элементами А. р. служат отдельные, обычно слабонаправленные, антенны (вибраторы, щели, спирали, открытые концы волноводов, руверы и т. н.). Иногда отд. элементы решётки также являются составными, содержащими неск. одинаковых или разнотипных излучателей. В передающей А. р. элементы подсоединяются к источнику эл.-магн. колебаний с помощью системы, осуществляющей возбуждение волн. В режиме приёма элементы А. р. соединяются с приёмным устройством системой суммирования принимаемых сигналов. Система возбуждения может быть многоканальной, причём её разл. каналам соответствуют разл. распределения поля на элементах, а следовательно, и разл. *диаграммы направленности* (ДН) А. р. В А. р. используются фидерный или пространств. способ возбуждения элементов. В первом случае элементы соединяются с передатчиком через линии передачи, во втором — через пространство по схемам линзовой и зеркальной антенн. Аналогично выполняются системы суммирования принимаемых сигналов.

ДН формируется в результате интерференции волн, излучаемых элементами. Если излучатели идентичны и одинаково ориентированы, то ДН можно представить в виде произведения ДН элемента на т. н. множитель решётки, к-рый имеет смысл ДН решётки, образованной изотропными излучателями.

Принципиальной особенностью А. р. является возможность управления её ДН при изменении комплексных амплитуд и поляризации волн, излучаемых элементами. Для формирования узкого луча в заданном направлении фазовые сдвиги между элементами должны соответствовать распределению фаз, создаваемому на А. р. плоской волной, приходящей в этом направлении. Для изменения ориентации луча достаточно изменить сдвиги фаз. Управление ДН можно осуществлять, изменяя частоту излучаемых колебаний (частотное сканирование) либо применяя в элементах А. р. перестраиваемые фазовращатели (фазовый способ управления). И в том, и в др. случае изменяется сдвиг фаз; возможно сочетание этих способов управления.

Если элементы А. р. (или группы элементов) не содержат усилит. устройств, решётка наз. п. а. с. с. в. о. й. Элементы а. к. т. в. о. й. решётки содержат усилители мощности (передающая А. р.) или малошумящие

усилители (приёмная А. р.). Если регулируются не только фазовращатели, но и усилители, то обеспечивается наиболее гибкое управление ДН — одноврем. за счёт изменения фазовых сдвигов и амплитуд.

В приёмных антенных решётках могут использоваться преобразователи частоты, электронно-оптич., аналого-цифровые и др. преобразователи радиосигналов. В этих случаях операции когерентного суммирования и управления комплексными амплитудами выполняет соотв. система обработки информации на промежуточной частоте (оптич. или цифровой). Если система обработки является многоканальной, А. р. может осуществляться одноврем. обзор некого сектора пространства. Иногда прибегают к спец. обработке принятых сигналов, чтобы улучшить разрешающую способность или снизить уровень боковых лепестков (см. *Антенна с обработкой сигнала* и *Адаптивная антенна*).

Перестраиваемые фазовращатели, поляризаторы, усилители, а также преобразователи А. р. являются электрически управляемыми устройствами; поэтому А. р. приобретают ещё одно важное качество — быстротедействие. По такому показателю А. р. на неск. порядков превосходят воровотные и механически сканирующие антенны.

Излучатели А. р. можно располагать на поверхностях разл. конфигурации, периодические, неквадратистанто, кваасиулучено по отношению друг к другу. А. р. свойственна пространств. дискретность, что ухудшает ДН, в первую очередь, из-за появления в пространстве дифракц. лепестков. Их возникновение можно предотвратить, уменьшая междуэлементные расстояния в периодич. решётке или располагая элементы периодически (неквадратистанто). Фазированной А. р. свойственна также дискретность изменения фазового распределения поля на излучателях при управлении ДН, поскольку обычно перестраиваемые фазовращатели осуществляют регулировку фаз дискретно. Вследствие этого возникают искажения ДН решётки. Поскольку требуются дискретные значения фаз и амплитуд воспроизводятся со случайными отклонениями, ДН решётки приобретает паразитную, фоновую составляющую.

Функциональные способности А. р. обесечены их эфф. использование в радиолокации, технике связи, радионавигации. Однако применение А. р. вместо поворотных и механически сканирующих антенн в каждом случае требует обоснования, поскольку А. р. являются более дорогостоящими. При решении простых задач используют антенны, сочетающие функциональные достоинства А. р. и простоту поворотных антенн. Примером могут служить зеркальные антенны с управляемыми облучателями в виде решёток с относительно малым числом элементов.

Лит.: Марков Г. Т., Сазаонов Д. М., Антенны, 2 изд., М., 1975; Сканирующие антенные системы СВЧ, пер. с англ., т. 1—3, М., 1968—71; В о з н о в е р т А. Р., Антенные решётки. Опыт классификации, «Радиотехника», 1981, т. 36, в. 10.

АНТИБАРИОНЫ — античастицы по отношению к барионам. А. обладают нодульцен синим (являются фермионами) и отрицат. *барионным числом*. Электрически заряд А. имеют электрич. заряд, противоположный электрич. заряду соотв. барионов. При одинаковой поляризации синих бариона и А. их магн. моменты противоположны по направлению. Столкновение А. и бариона может вызвать их *аннигиляцию* в несколько мезонов. Времена жизни (относительно распада) бариона и его А. совпадают. Распад антинейтрона, антигиперонов и А., соответствующих очарованиям и красивым барионам, обусловлен слабым взаимодействием, а А., соответствующих барионным *резонансам*, — сильным взаимодействием. В рамках составной — кварковой модели адронов А. рассматриваются как связанные состояния трёх *антикварков*. М. Ю. Хлопов, **АНТИВещество** — материя, состоящая из *антиэлементарных*. Ядра атомов А. «построены» из *антикварков*, а внеш. оболочка — из *позитронов*. Возможность су-

ществования A , следует из инвариантности законов природы относительно преобразования $СРТ$ (см. *Теорема СРТ*). Вследствие инвариантности сильного взаимодействия относительно *зарядового сопряжения* (C -инвариантности) ядерное взаимодействие между антикуклонами в точности совпадает с соответствующим взаимодействием между нуклонами, что обеспечивает существование ядер из антикуклонов (антиядер). Антиядра обладают массой и энергией, спектром такими же, как у ядер, состоящих из соответствующих нуклонов. Электрич. заряды и магн. моменты антиядер равны по величине и противоположны по знаку электрич. зарядам и магн. моментам соответствующих ядер. Вследствие S -инвариантности эл.-магн. взаимодействия эл.-магн. переходы в ядрах вещества и ядер A совпадают. Эл.-магн. взаимодействия позитронов и ядер A должны приводить к образованию связанных состояний — атомов A , причём атомы A и вещества должны иметь идентичную структуру. Вследствие CP -инвариантности слабого взаимодействия обусловленное им смешивание атомных ял ядерных состояний с противоположной чётностью одинаково для вещества и A .

Столкновение объекта, состоящего из вещества, с объектом из A приводит к аннигиляции входящих в их состав частиц с античастиц. Аннигиляция медленных электронов и позитронов ведёт к образованию γ -квантов, а аннигиляция медленных нуклонов и антикуклонов — к образованию неск. p -мезонов. В результате последующих распадов p -мезонов образуется жёсткое γ -излучение с энергией γ -квантов ≥ 70 МэВ.

Атомы A пока не наблюдались. В экспериментах на ускорителях были зарегистрированы события образования лёгких антиядер в столкновениях адронов. В 1965 группа амер. физиков под руководством Л. М. Ледермана (L. M. Lederman) наблюдала события образования ядер антидетирия, в 1970 на протонном синхротроне Ив-та физики высоких энергий в Протвино (близ г. Серпухов) группа сов. физиков под руководством К. Д. Прокопидина зарегистрировала неск. событий образования ядер антигелия-3.

На Земле, в Солнечной системе и в непосредственно окружающем Солнечную систему космич. пространстве отсутствует сколько-нибудь заметное кол-во A . Наблюдаемые в космич. лучах позитроны и антипротоны можно объяснить их рождением при столкновениях частиц высоких энергий без привлечения гипотез о существовании макрокосмич. областей A . В нолуах это указывает и отсутствие ядер A в космич. лучах. Непосредств. астр. наблюдение удалённого космич. объекта из-за тождественности спектров эл.-магн. излучения атомов вещества и A не позволяет установить, состоит этот объект из вещества или A . Астр. прорывания звёзд из вещества и звёзд из A должны быть одинаковыми. Однако при наличии звёзд из A разл. механизмы потеря массы звёздами приводили бы к появлению A в межзвёздной среде и его аннигиляции с межзвёздным газом. Отсутствие интенсивного γ -излучения, к-рое должно было бы наблюдаться при такой аннигиляции, налагает жёсткое ограничение на концентрацию A в галактиках (меньше 10^{-18} от концентрации вещества) и в скоплениях галактик (меньше 10^{-6} от концентрации вещества), т. е. наблюдат. данные γ -астрономии указывают на отсутствие заметного кол-ва A и окружающем нас космич. пространстве вплоть до ближайшего скопления галактик.

Необходимо объяснить отсутствие сильного смешивания вещества и A в космич. масштабах, меньших скопления галактик, является существ. трудностью космологич. моделей, предполагающих равное кол-во вещества и A во Вселенной. С др. стороны, анализ космологич. следствий калибровочных теорий *великого объединения* взаимодействий, предсказывающих процесс с несохранением *барионного числа*, показывает, что неравновесные эффекты нарушения CP -инвариантности в таких процессах на очень ранних стадиях эво-

люции Вселенной (до первой секунды расширения) могли привести к *барионной асимметрии* Вселенной — к преобладанию во Вселенной вещества. Однако возможность существования макрокосмич. областей A , не является пока окончательно исключённой наблюдением. Такую возможность допускают и некие модели великого объединения со спонтанным нарушением CP -инвариантности, к-рые предсказывают существование макрокосмич. областей с преобладанием A .

Проверка существования звёзд из A может быть в принципе осуществлена средствами нейтринной астрономии. Образование *нейтроных звёзд* сопровождается превращением электронов и протонов в нейтроны с испусканием электронных нейтрино. В звёздах из A соответствующий процесс является источником электронных антинейтрино. Поэтому регистрация потоков космич. антинейтрино с временными и энергетич. характеристиками, ожидаемыми для потоков нейтрино, образующихся при гравитач. коллапсе в нейтриную звезду, служило бы указанием на образование антинейтроных звёзд. Более точная информация о том, происходила ли аннигиляция A в ранней Вселенной, может быть получена из анализа эл. возможного влияния на хим. состав вещества, наблюдаемого в наше время. Эксперим. базис такого анализа составляют проводимые в ЦЕРНе с 1983 эксперименты сов. и итал. учёных по исследованию взаимодействия антипротонов с лёгкими ядрами.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Стрелов И. и эволюция Вселенной, М., 1975; Ограничение на количество антигелия в ранней Вселенной из данных по взаимодействию антипротона с He , «Квантовые сообщения ОИЯИ», 1983, № 6, с. 11; Steigman G., Observational tests of antimatter cosmologies, «Ann. Rev. Astr. Astrophys.», 1976, v. 14, p. 339.

М. Ю. Халюев.

АНТИЗАПОРНЫЙ СЛОЙ (обогащённый слой) — слой полупроводника с повышенной концентрацией осн. носителей заряда. Образуется у контакта с металлом, у *гетероперехода* или изотипного моноперехода у свободной поверхности. Контакты, образующие A с., предпочтительны в качестве «омических» для полупроводниковых приборов и образуют с носителями одного знака (см. *Контактные явления полупроводников*).

АНТИКВАРКИ — античастицы по отношению к кваркам, составляющие мезонов и антибарионов. В соответствии с составной моделью адронов мезоны представляют собой связанные состояния A и кварка, а антибарионы — связанные состояния трёх A . Спин A равен $1/2$, барионный заряд — $1/3$. Электрич. заряд A противоположен электрич. заряду соответствующего кварка. (В схемах с целочисленными электрич. и барионными зарядами кварков A также имеют противоположные значения указанных зарядов.) A приспосабливается квантовое число аромат, компенсирующей аромат соответствующих кварков. Поэтому в мезонах, состоящих из кварка и его A , аромат исчезает. Такие мезоны обладают, как говорит, «скрытым ароматом» (см. *Кварковый*). A отождествляется с антитриплетом представлением цветовой группы симметрии $SU(3)$, сопряжённым триплетному представлению этой группы, с к-рым отождествляются кварки. Поэтому три цвета A являются дополнительными по отношению к трём цветам кварков.

М. Ю. Халюев.

АНТИКОММУТАТОР — билинейная операция, заданная в линейном пространстве L с определённым для его элементов возмездием в нулевую степень и сопоставляющая паре элементов A, B из L третий элемент $[A, B]_+$, вычисляемый по след. правилу:

$$[A, B]_+ = [(A + B)^2 - A^2 - B^2].$$

Круглые скобки можно раскрывать, только если в L определена операция умножения, тогда

$$[A, B]_+ = AB + BA.$$

Пространство L с заданным на нём A . паз. и о р д а в о в ой и а д е б р о й. Такие алгебры используют в алгебраич. теории наблюдаемых для физ. системы. Важ-

нейшим примером йордановой алгебры служат множество самосопряженных операторов, действующих в гильбертовом пространстве квантовых состояний. В терминах А. формулируются канонические перестановочные соотношения операторов рождения и уничтожения для статистики Ферми — Дирака. В. Н. Силько.

АНТИНЕЙТРИНО ($\bar{\nu}$, $\bar{\nu}$) — античастица по отношению к нейтрину. Эксперим. данные показывают, что с электроном и мюоном ассоциируются два разл. типа нейтрино и соответственно два типа А.: электронное ($\bar{\nu}_e$) и мюонное ($\bar{\nu}_\mu$). Предполагается, что *тяжелому лептону* ($\bar{\nu}_\tau$) отвечает свой сорт нейтрино и, следовательно, существует и τ -лептонное А. ($\bar{\nu}_\tau$). Принято определять А. как лёгкий нейтральный лептон, образующийся в процессах слабого взаимодействия вместе с соответствующим отрицательно заряженным лептоном. Напр., $\bar{\nu}_e$ определяется как частица, рождающаяся вместе с μ^- в распаде $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Такое определение А. предполагает, что каждому типу лептонов соответствует свой сохраняющийся *лептонное число* (электронное, мюонное, τ -лептонное). Спин А. равен $1/2$. Во всех наблюдавшихся процессах рождения и взаимодействия А. обладает определённой — *правой* или *левой спиральностью*. Вопрос о существовании А. с левой спиральностью остаётся открытым. Этот вопрос особенно важен в связи с возможным наличием у нейтрино массы. Если масса нейтрино — дираковская (т. е. нейтрино описывается четырёхкомпонентной волновой ф-цией, удовлетворяющей *Дирака уравнению*), то должны существовать и состояния А. с левой спиральностью. Если масса нейтрино — майорановская (т. е. нейтрино — массивная майорановская частица), то нейтрино оказывается истинно нейтральным фермионом и наблюдаемые состояния нейтрино и А. являются разными спиральными состояниями одной *истинно нейтральной частицы*. М. Ю. Хлопов.

АНТИНЕЙТРОН (\bar{n} , \bar{n}) — античастица по отношению к нейтрону. А. электрически нейтрален имеет спин $1/2$ и массу, равную массе нейтрона. Магн. моменты А. и нейтрона равны по абс. величине, но противоположны по направлению (по отношению к их спинам). А. имеет *барионное число* $B = -1$. Столкновение мезонного А. с нуклоном вызывает их аннигиляцию и преимущественно с образованием нескольких ($5-6$) д-мезонов. В отсутствие вещества свободный А. нестабилен по отношению к распаду на антипротон, позитрон и электронное нейтрино. В соответствии с *CPT*-инвариантностью квантовой теории поля (см. *Теорема CPT*) время жизни А. относительно такого распада совпадает с временем жизни нейтрона относительно распада на протон, электрон и электронное антинейтрино.

А. был впервые зарегистрирован в 1956 Б. Корком (B. Cork), Г. Ламбертсоном (G. Lambertson), О. Пиччио (O. Piccioni) и У. Венцелем (W. A. Wenzel) в опытах по рассеянию пучка антипротонов и вещества. Антипротоны рождались при взаимодействии энергичных протонов с ядрами вещества, при этом пара из антипротона и протона ядра превращалась в пару $p\bar{p}$ (процесс перезарядки). Рождение А. идентифицировалось по регистрации продуктов его аннигиляции с нуклоном.

Лит.: Корк Б. и др., Антинейтроны, полученные путём перезарядки антипротонов, «УФН», 1957, т. 62, с. 385.

АНТИНУКЛОН — античастица по отношению к нуклоно. Ядерное взаимодействие между А. может приводить к образованию ядер атомов *антивещества*, а между А. и нуклоном — к образованию *бариония*.

АНТИПОДЫ ОПТИЧЕСКИЕ — см. *Оптические изомеры*.

АНТИПРОТОН (\bar{p} , \bar{p}) — античастица по отношению к протону. Масса и спин А. такие же, как у протона, барионное число $B = -1$. Электрич. заряд (e магн. момент) А. отрицателен и равен по абс. величине электрич. заряду (магн. моменту) протона.

А. был впервые обнаружен экспериментально в 1955 О. Чемберленом (O. Chamberlain), Э. Сегре (E. Segré), К. Вигандом (C. Wiegand) и Т. Исландтисом (T. Ypsilantis) в Беркли (США) на ускорителе протонов с макс. энергией 6.3 ГэВ. Вследствие сохранения барионного числа рождение А. должно сопровождаться рождением протона, поэтому для рождения А. необходимо, чтобы суммарная кинетич. энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс превышала энергию покоя пары протон-А. Это условие выполнялось на ускорителе в Беркли для соударения протонов с ядрами мишени. Опыт был поставлен след. образом. Пучок протонов из ускорителя падал на медную мишень, в к-рой в результате взаимодействия протонов с ядрами меди рождались разл. частицы. Магниты отбирали отрицательно заряженные частицы (протон, π^- -мезоны), отклоняли их в направлении черенковских счётчиков, измерявших скорость частиц. Отжигивание частицы с А. проводилось по величине её массы, к-рая определялась из соотношения между импульсом (измеряемым по отклонению в магн. поле) и скоростью частицы. В опыте рождалось неск. А. на 10^{11} столкновений протонов с мишенью.

В отсутствие вещества А., как и протон, с очень высокой степенью точности стабилен. В веществе «времени жизни» мезонного А. определяется скоростью его аннигиляции.

Кулоновское взаимодействие между А. и ядрами может вызывать образование антипротонных атомов — связанных водородоподобных систем (см. *Адронные атомы*). На малых расстояниях между А. и нуклоном действуют ядерные силы притяжения, к-рые могут приводить к образованию связанной системы А.— нуклон (*бариония*). В результате сильного (ядерного) взаимодействия между А. и антинуклонами могут образовываться ядра *антивещества*, а в результате эл.-магн. (кулоновского) взаимодействия между А. и позитроном — атомы антиводорода.

К сер. 80-х гг. на ускорителях получают пучки А. высоких энергий, вплоть до 270 ГэВ (в столкновениях протонов высоких энергий с ядрами выход $A \geq 1\%$). Результаты исследования взаимодействия таких А. с нуклонами показывают, что с ростом энергии А. его аннигиляция с нуклонами ставится всё менее вероятной, а полное сечение $p\bar{n}$ -взаимодействия (в согласии с *Помералука теоремой*) всё более сближается с сечением $p\bar{n}$ -взаимодействия.

Согласно кварковой модели адронов (см. *Кварки*), А. состоит из трёх конститuentных антикварков: двух \bar{u} -кварков и одного \bar{d} -кварка.

Рождение пар протон-А. наблюдается не только в столкновениях адронов, но и в столкновениях встречных пучков электронов и позитронов с энергиями выше 1 ГэВ. Экспериментально устанавливается, что относит. вероятность рождения А. растёт с ростом энергии пучков e^+e^- и при энергии ок. 30 ГэВ составляет неск. десятков процентов. Столь большая вероятность может быть объяснена фрагментацией в адроны жёстких *глюонов*, вероятность рождения к-рых с ростом энергии увеличивается.

Длительное существование А. возможно только при низкой плотности нуклонов — в *вакуумном* заряде, частиц, а также в космич. пространстве.

Наблюдение А. в космич. лучах указывает на наличие космических источников А. Таким источником может быть взаимодействие высокоэнергичных частиц космич. лучей с межзвёздным веществом. А. могут также рождаются, напр., в оболочке нуклосара при взаимодействии с её веществом высокоэнергичных частиц, ускоренных магн. полем нуклосара, а также в окрестности активного ядра Галактики. В связи с превышением наблюдаемого потока космич. А. (особенно в области энергий < 1 ГэВ) над ожидаемым от естеств. источников обсуждались также возможные механизмы рождения А., как испарение первичных чёрных дыр, рождение А. в

распадах или при аннигиляции гипотетич. тяжёлых предстабильных частиц (напр., *сравнимо, фотонно*), предсказываемых нек-рыми моделями *великого объединения и супергравитации* и др. Последний механизм может служить основой проверки по космологии, следствиям таких предсказаний этих моделей, к-рые не могут быть непосредственно проверены в совр. лабораторных условиях (напр., масс гипотетич. суперсимметричных частиц; см. *Суперсимметрия*), но могут отражаться в астрофизич. данных, напр. о распространённости лёгких элементов во Вселенной.

Лит.: Чибриков О. П., Наблюдение антипротонов, пер. с англ., УФФН, 1956, т. 38, с. 685; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Кукун Д. В., Денгоны и кварки, М., 1981; Шенхест К. и В. М., Купороз М. У. и Шарофтиков М. G., Antiproton interaction with light elements as a test of GUT cosmology, *Rev. Nuovo Cim.*, 1982, v. 5, № 10. **АНТИПРОТОННЫЙ АТОМ** — см. в ст. *Адронные атомы*.

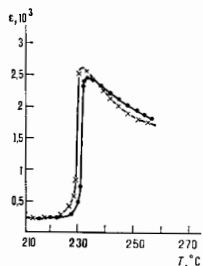
АНТИРЕЗОНАНС магнитный — совокупность плавных, обусловленных обращением в нуль при определ. частоте ω_d (частоте А.) действительной части (μ') магн. проницаемости и (ω) магнетика; $\mu(\omega) = \mu'(\omega) + i\mu''(\omega)$. Наиболее интересное проявление А. — суспензивное (во много раз) возрастание толщины скин-слоя $\delta = c/\sqrt{2\mu_0(\mu'^2 + V(\mu'')^2 + (\mu'')^2)}$ магн. металла (см. *Скин-эффект*), т. е. глубины проникновения в него эл.-магн. волны (σ — уд. электропроводность). В результате металл на частоте А. обладает селективной прозрачностью (эффект был предсказан в 1959 [1], обнаружен в 1969 [3]). Частота А. $\omega_d = \gamma H$, где γ — гиромагн. отношение, B — магн. индукция ($H = B/4\pi M$; M — намагниченность магн. поля, M — намагниченность единицы объёма). Для наблюдения А. необходимо, чтобы различие между ω_d и частотой ферромагнитного (или пара-, антиферромагнитного) резонанса ω_{FR} значительно превышало ширину линии резонанса $\Delta\omega_{FR}$. Т. к. $\gamma H \ll \omega_{FR} \ll \gamma H B$, то требуется, чтобы $\Delta\omega_{FR} \ll 4\pi M$. Благодаря этому условию, наиболее удобными объектами для наблюдения и исследования А. оказываются ферромагнетики при H порядка нескольких кЗ. А. служит для исследования релаксационных процессов (зависимости $\mu''(\omega)$ у ферромагн. металлов от частоты) эл.-магн. волн; частоты $\omega \approx \omega_d$ через индукцию ферромагн. металла толщиной d (см. [2]):

$$P = \frac{c^2}{4\pi\omega^2 d} \cdot \frac{2\alpha x}{\sin^2 x + \sinh^2 x}; \quad x = \left(\frac{\omega d^2}{\beta c^2} \cdot \frac{B}{M} (\omega - \omega_d) \right)^{1/2}$$

β — множитель порядка 1, зависящий от поляризации падающей на пластину эл.-магн. волны.

Лит.: 1) Кратков В. М., Селективная прозрачность ферромагнитных плёнок, *ФММ*, 1959, т. 7, с. 288; 2) ерже то же, *Известия ИЖТФ*, 1969, т. 10, с. 338; 3) Гейрих Б., Мещеряков В., Прокляжение электромагнитной волны через ферромагнитный металл в области антирезонанса, там же, 1969, т. с. 618.

АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ — термин, обозначающий обычно диэлектрики, не являющиеся сегнетоэлектриками, но обладающие опред. специфич. электр. свойств. Осн. признак А. — наличие структурного фазового перехода, сопровождающегося значит. аномалией диэлектрич. проницаемости (рис.). Тем-ра перехода обычно сильно зависит от электр. поля, так что переход может осуществляться при выложенн. поля, а не эл. смещения тем-ры кристалла. Т. к. переход в А., как правило, является переходом 1-го рода, то наблюдается скачкообразное



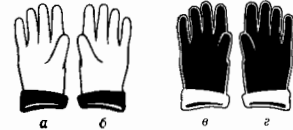
изменение поляризации P при изменении поля E , а в целом зависимость $P(E)$ имеет вид т. н. двойной петли гистерезиса (см. *Гистерезис сегнетоэлектрический*).

Типичными А. являются $PbZrO_3$, $NH_4H_2PO_4$, $NaNbO_3$, WO_3 .

Лит.: Кервиг В., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, пер. с англ., М., 1969; Сокин И. А. С., Стручков В. А., Выяснение сегнетоэлектрич. М., 1970; Современная кристаллография, под ред. Д. К. Вайнштейна, т. 4, М., 1981, с. 202—03.

АНТИСИММЕТРИЯ — симметрия объектов не только по геом. координатам в пространстве, но и по двояков. дискретной негеом. переменной, к-рая может принимать лишь 2 противоположных значения: ± 1 . В 3-мерном пространстве при наличии А. объект описывается координатами его точек x_1, x_2 и x_3 и дополнит. переменной $x_4 = \pm 1$, к-рую удобно интерпретировать условно как цвет точки — чёрной или белой; если белым (чёрным) точкам одного объекта соответствуют чёрные (белые) точки геометрич. равного ему другого объекта, то объекты антисимметричны. Физ. величинами, которые можно описывать переменной x_4 , являются знак заряда, направление спина и т. н. А. впервые введена Г. Хеемем (H. Heesch) (1929), её полная теория развита А. В. Шубниковым (1951).

Операция изменения переменной x_4 , при к-рой объект меняет знак («цвет»), но остаётся неизменной, топологически самому себе в пространстве, без операции антиотжествления и обозначается $1'$ (1 — операция обычного отождествления, так что $1'^2=1$). В А. имеются 4 вида равенства между геометрич. равными объектами: отождествление, зеркальное равенство, антиотжествление, зеркальное антиравенство (рис.). Зеркальное отражение m меняет хиральность объекта,



Типы равенства в антисимметрии: а — а, б — б, ... — отождествление; а — а, в — в — зеркальное равенство; а — а, г — г — антиотжествление; а — а, б — в — зеркальное антиравенство.

превращая его из правого в левый и наоборот; операция антиотжествления $1'$ соответствует изменению «цвета», а отражение с переменной «цвета» — операция $m1' = m'$ — меняет одновременно и хиральность и «цвет» объекта. Из любой операции симметрии g_i в трёхмерном пространстве можно построить «антиоперацию» $g_i = g_i 1'$.

Аналогично обычным элементам симметрии можно ввести элементы А., каждый из к-рых одноврем. с геом. преобразованием осуществляет изменение знака 4-й переменной. Группы А. содержат как операции обычной симметрии, так и операцию А. Операции обычной симметрии образуют подгруппу индекса 2 в любой группе А.: $G' = G + 1'G$.

Существует 58 «чёрно-белых» точечных групп А. кристаллов G_3^2 и 32 «серые» (нейтральные) группы А., а также 32 «одноцветные» группы, совпадающие с обычными кристаллографич. точечными группами. В физ. интерпретации группы А. являются точечными группами *мешотной симметрии* кристаллов.

Пространственные триады периодов, группы А. G_3^1 — III (т. н. шубниковские группы) являются асимметричным расширением обычных фердоносных пространств. групп $G_3 = \Phi$, описывающих их атомную структуру кристаллов. Групп G_3^1 всего 1651. Из них 1421 (к-рые «серых») применяются, в частности, для описания расщепления спинов атомов в кристаллах, обладающих магн. свойствами. А. является одним из обобщений

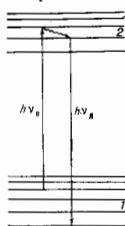
обычной симметрии и может быть формально сведена к одному из вариантов симметрии в 4-мерном пространстве. Др. обобщение А. — *цветная симметрия*. В теории кратной А. вводятся дополнит. переменные $x_3 = \pm 1$, $x_4 = \pm 1$, ..., каждая из к-рых описывает определ. признак объекта.

Лит.: Шубников А. В., Копляк В. А., Симметрия в науке и искусстве, 2 изд., М., 1974; Шубников А. В., Симметрия и антисимметрия конечных фигур, М., 1951; Копляк В. А., Шубниковские группы, М., 1968; Хаммер и ш М., Теория групп и ее применение к физическим проблемам, пер. с англ., М., 1968 (таблицы групп А. на с. 69); Современная кристаллография, под ред. В. К. Вайнштейна, т. 1, М., 1979.

АНТИСТОКСОВА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — *фотолюминесценция*, длина волны к-рой меньше длины волны возбуждающего света (т. е. фотолюминесценция, не подчиняющаяся *Стокса правилу*). При А. л. излученные кванты обладают энергией большей, чем кванты возбуждающего света. Увеличение энергии квантов происходит за счёт энергии теплового движения атомов.

Для люминесцирующих молекул при изменении длины волны возбуждающего света в пределах электронной полосы поглощения спектр люминесценции не зависит от длины волны возбуждающего света. Эта независимость обусловлена быстрой (по сравнению с *временем жизни* возбуждённого электронного уровня) релаксацией энергии по колебат.-вращат. подуровням электронного состояния. В частности, при возбуждении в длинноволновой части *спектральной полосы* поглощения некая часть энергии люминесценции приходится на более коротковолновую антистоксовую область.

В этом случае возбуждающий квант $h\nu_0$ атом поглощает из возбуждённого колебат. состояния



Скему возбуждения А. л. $h\nu_0$ — квант возбуждающего фотолюминесцентного излучения; $h\nu_1$ — квант А. л. 1 и 2 — основной и возбуждённый электронные уровни энергии.

основного электронного уровня 1 (рис.). На возбуждённом электронном уровне 2 энергия распределяется по колебат. подуровням в соответствии с темп-рой вещества. При обратном переходе молекула может перейти на нижний колебат. подуровень основного электронного уровня и испустить кванты с энергией $h\nu_1 > h\nu_0$.

Т. к. при А. л. в световую энергию переходит энергия теплового движения атомов, происходит охлаждение вещества (э ф ф е к т о п т и ч. о х л а ж д е н и я). Этот эффект становится существенным в разреженном газе при возбуждении фотолюминесценции лазерным излучением с частотой, соответствующей длинноволновой части доплеровского контура спектральной линии поглощения. Такие кванты благодаря эффекту Доплера будут поглощаться атомами, летящими навстречу лучу света; при этом атомы получают импульс квантов и тормозятся. При люминесценции эти атомы испускают кванты с частотой, соответствующей центру доплеровского контура линии, т. е. с большей энергией, чем кванты возбуждающего света. С помощью оптич. охлаждения за счёт А. л. можно повысить кинетич. энергию отдельных до величин, соответствующих температурам до 10^{-2} К [3].

Перехода кинетич. энергии атомов излучению не противоречит второму началу термодинамики, т. к. излучение люминесценции не является равновесным. Происходящее при этом понижение энтропии вещества меньше, чем рост энтропии излучения вследствие расширения спектра и телесного угла, в к-ром распространяется излучение люминесценции [2].

А. л. иногда может возникать также при поглощении квантов света двумя центрами люминесценции и передаче энергии обоих возбуждений на один центр (*кооперативная люминесценция*).

Лит.: 1) Степанов Б. И., Грибиковский В. П., Введение в теорию люминесценции, Минск, 1963; 2) Лавин у д У. Д., О термодинамике фотолюминесценции, Собр. трудов, т. 2, М., 1969, с. 26; 3) Neuhäuser G. W. и др., Ультратонкопленочный optical coating of Na⁺fluoridally contained ions, «Appl. Phys.», 1978, v. 17, p. 123.

В. А. Смирнов.

АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ

Содержание:

1. Основные проявления антиферромагнетизма вещества	108
2. Магнитная структура антиферромагнетиков	109
3. Ферромагнитная теория антиферромагнетизма	109
4. Квантовая теория антиферромагнетизма	110
5. Взаимодействие электромагнитного излучения с антиферромагнетиками	112
6. Заключение	113

1. Основные проявления антиферромагнетизма веществ

А. — магнитоупорядоченное состояние кристаллич. вещества, в к-ром все или часть соседних атомч. магн. моментов направлены так (как правило, антипараллельно), что суммарный магн. момент элементарной магн. ячейки кристалла равен нулю (или составляет малую долю атомного момента). Осн. вдоль к-рой ориентированы антиферромагнитно-упорядоченные атомные магн. моменты, наз. осью антиферромагнетизма и т. з. м. а. А. устанавливается при темп-рах Т ниже *Темп. точки Т_н*. В более широком смысле А. наз. совокупность физ. свойств вещества в указанном состоянии. На рис. 4 приведены простейшие примеры антиферромагн. упорядочения. Вещства, в к-рых устанавливается антиферромагн. порядок, наз. *антиферромагнетиками* (АФМ).

Атомные магн. моменты АФМ создаются, как правило, электронами незаполненных d- или f-оболочек ионов переходных элементов, входящих в состав АФМ. Исключением составляет, напр., твёрдый кислород, молекулы к-рого имеют спиновый момент (*спин*), равный 1. Ответственным за возникновение А. является *обменное взаимодействие*, стремящееся установить спины (в следовательно, и магн. моменты) антипараллельно (в этом случае обменный интеграл имеет отриц. значение). Большинство АФМ — ионные соединения. В них обменное взаимодействие между магн. ионами осуществляется за счёт перекрытия *волновых функций* электро-

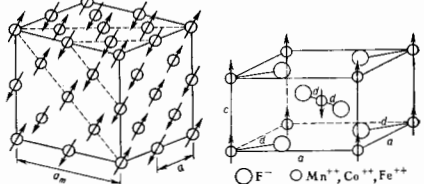


Рис. 4. Слева — магнитная структура окислов переходных элементов типа MnO (a — период кристаллографической ячейки, a_m — период ячейки магнитной структуры, на рис. показаны только магнитные ионы); справа — кристаллографическая и магнитная структуры фторидов переходных элементов (a, c — параметры решетки, d — расстояние между магнитным и ближайшим немагнитным ионами).

нов диамагн. анионов (O^{2-} , F^- , Cl^- , S^{2-} , Se^{2-} и др.) с волновыми ф-циями магн. катионов переходных металлов (см. *Косвенное обменное взаимодействие*). В металлах АФМ важный вклад в обменное взаимодействие дают электроны проводимости (см. *РKKI-обменное взаимодействие*).

Идея о том, что обменное взаимодействие может привести к А., впервые высказана Л. Неелом (L. Neel, 1932). Независимо от него такая идея была выдвинута Л. Д. Ландау (1933), к-рый, кроме того, рассмотрел фазовый переход из парамагн. фазы в антиферромагнитную. При $T > T_N$, когда энергии теплового движения (kT) больше энергии обменного взаимодействия (μH_E , где μ — атомный магн. момент, H_E — эффективное поле обменного взаимодействия), вещество обладает парамагн. свойствами (см. *Парамагнетизм*). Температурная зависимость *магнитной восприимчивости* χ таких веществ при $T > T_N$ подчиняется *Кюри-Вейса закону*: $\chi = C/(T - \theta)$ с отрицат. постоянной Вейса θ (которая незначительна, класса парамагнетиков, у к-рых θ положительна). При $T = T_N$ обменная энергия становится равной тепловой ($\mu H_E = kT$) и в веществе возникает А. В большинстве случаев переход в точку T_N является *фазовым переходом* 2-го рода и сопровождается характерными аномалиями теплоёмкости, коэф. теплового расширения, модулей упругости и др. В слабых магн. полях H намагниченность M антиферромагнетиков, как и парамагнетиков, линейно зависит от магн. поля ($M = \chi H$); однако зависимости $\chi(T)$ этих веществ существенно отличаются. Особенно чётко характерные магн. свойства АФМ проявляются в одноосных кристаллах. В частности, когда ось А. направлена вдоль гл. оси кристалла, продольная (вдоль оси) магн. восприимчивость (χ_{\parallel}) резко уменьшается с понижением темп-ры, а поперечная (χ_{\perp}) не зависит от темп-ры, т. е. наблюдается сильная анизотропия магн. восприимчивости.

2. Магнитная структура антиферромагнетиков

Вид магн. упорядочения характеризуется *магнитной атомной структурой*, симметрия к-рой описывается точечными и пространств. группами *магнитной симметрии*. Элементарная ячейка магн. структуры может совпадать с кристаллографической (рис. 1, справа), а может иметь кратный период, напр. вдвое больший (рис. 1, слева).

Магн. структура АФМ удобно описывать совокупностью вставленных друг в друга *подрешёток магнитных*, каждая из к-рых обладает намагниченностью M_i . Во всех АФМ, кроме АФМ со *слабым ферромагнетизмом*, в отсутствие внеш. магн. поля $\sum_i M_i = 0$. В обширном классе АФМ со слабым ферромагнетизмом особый вид анизотропии приводит к отклонению взаимного направления намагниченностей M_i от 180° («оскусы» подрешёток) и возникновению небольшого спонтанного суммарного магн. момента.

Наряду с коллинеарными существуют более сложные антиферромагн. структуры. В нек-рых АФМ векторы M_i направлены по сторонам треугольника или по четырём пространствам диагоналям куба. Существуют также структуры, к-рые нельзя описать с помощью разбиения на подрешётки, напр. геликоидальные и синусоидальные. В геликоидальных (спиральных) структурах магн. моменты перпендикулярны к направлению выделенному направлению. В слоях, перпендикулярных этому направлению, все магн. моменты параллельны друг другу, а моменты двух соседних слоёв повернуты на угол $\varphi = 2\pi(b/a)$. Здесь a — целое число, b — период геликоиды (у большинства геликоидальных структур величина b не кратна постоянной решётки c). В АФМ синусоидальной структуры также существуют параллельные атомные слои, но намагниченность M_k каждого слоя направлена перпендикулярно ему, причём $M_k \sim \sin k\varphi$ ($k = 0, 1, \dots$).

Направления векторов M_i относительно кристаллографич. осей определяются взаимодействиями, гораздо более слабыми, чем обменные; они обуславливают анизотропию АФМ. Имеются два осн. вида анизотропии АФМ: анизотропия, вызванная взаимодействием атомных магн. моментов между собой (дипольная и псевдодипольная), и анизотропия магн. свойств каждого

иона, возникающая в результате совместного действия *внутрикристаллического поля* и *спин-орбитального взаимодействия* (т. е. одноионной анизотропии).

Прямым методом определения магн. структуры АФМ (включая направление и даже температурную зависимость намагниченности подрешёток) является наблюдение дифракции нейтронов на решётке магн. ионов. Интенсивность магн. дифракц. пиков $\sim M_i^2$ (см. *Массивная нейтронная дифракция*).

3. Феноменологическая теория антиферромагнетизма

Простейшее описание А. даёт феноменологич. теория молекулярного поля. В случае двух подрешёток с намагниченностями M_a и M_b можно ввести эффективные молекулярные поля, действующие на магн. ионы каждой из подрешёток:

$$H_a = -\alpha M_a - \gamma M_b, \quad H_b = -\alpha M_b - \gamma M_a, \quad (1)$$

где α и γ — константы обменного взаимодействия соответственно внутри и между подрешётками ($\gamma > 0$ и обычно $\gamma > |\alpha|$). Закон Кюри для намагниченности каждой из подрешёток во внеш. поле H записывается в виде

$$M_a = \frac{C}{2T} (H - \alpha M_a - \gamma M_b), \\ M_b = \frac{C}{2T} (H - \alpha M_b - \gamma M_a). \quad (2)$$

Суммируя намагниченности подрешёток M_a и M_b , можно получить, что магн. восприимчивость χ следует (при $T > T_N$) закону Кюри-Вейса: $\chi = C/(T - \theta)$, где $\theta = -C(\alpha + \gamma)/2$, т. е. $\theta < 0$. Подставив H и привравняв детерминант системы однородных ур-ний (2) нулю, можно получить выражение для темп-ры перехода: $T_N = C(\gamma - \alpha)/2$. Как видно из этих выражений, при $\alpha > 0$ абс. значение θ в АФМ должно быть существенно больше T_N . Согласно опытным данным, $|\theta|/T_N \approx 2-3$. Знаком и величиной θ АФМ существенно отличаются от ферромагнетиков (ФМ), в к-рых $\theta \approx T_C$.

Низие T_N намагниченность подрешёток быстро падает и её температурная зависимость в рамках теории молекулярного поля выражается через ф-цию Бриллюэна. В случае низких темп-р теория молекулярного поля для описания А. неприменима.

Наиб. общее феноменологич. описание перехода в антиферромагн. состояние даёт теория фазовых переходов Л. Д. Ландау (1937). В этой теории термодинамик. потенциал Φ раскладывается в ряд по параметрам порядка, к-рыми в случае АФМ являются компоненты векторов M_i . Удобнее пользоваться линейными комбинациями этих векторов. Для двухподрешёточного АФМ таковыми являются вектор антиферромагнетизма $L = M_1 - M_2$ и вектор намагниченности $M = M_1 + M_2$. Вид разложения определяется симметрией кристалла — все члены разложения должны быть инварианты относительно преобразований симметрии кристалла в парамагн. состоянии. Напр., для одноосного двухподрешёточного АФМ:

$$\Phi = \Phi_0 + (A/2) L^2 + (B/2) M^2 + (a/2) (L_x^2 + L_y^2) + \\ + (b/2) (M_x^2 + M_y^2) + (C/4) L^4 + (D/2) (LM)^2 + (3) \\ + (D'/2) L^2 M^2 - NMH.$$

Здесь члены, коэф. у к-рых обозначены прописными буквами, обусловлены обменным взаимодействием, а строчными буквами обозначены коэф. членов, описывающих анизотропию АФМ. Условие минимума потенциала Φ даёт систему ур-ий, решения к-рых определяют значения векторов L и M при термодинамик. равновесии. Эти решения зависят от знаков констант. В частности, решения с $L \neq 0$ соответствуют минимуму, когда $A < 0$.

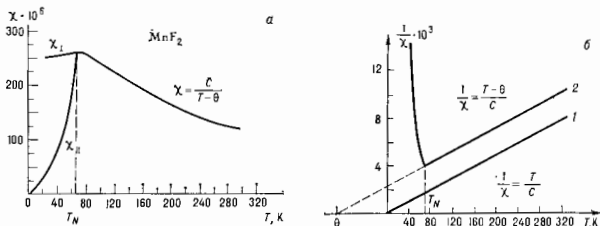
Т. о., переход из парамагн. состояния в антиферромагнитное происходит при такой темп-ре T_N , при к-рой коэф. А меняет знак. В окрестности T_N значение $A = \lambda(T - T_N)$, где λ — константа. Поэтому темпе-

ратурная зависимость вектора L (или, что то же самое, намагниченности подрешётки $2M_0(T)$), где M_0 — намагниченность каждой из подрешёток, $M_1^2 = M_2^2 = M_0^2$ при $H = 0$) дается выражением

$$L = V - A/C = V(\lambda_1 C)(T_N - T). \quad (4)$$

Направление вектора L определяется знаком константы a . Если $a > 0$, то L направлен вдоль оси высокого порядка Oz (легкоосный АФМ), если $a < 0$, то L перпендикулярен Oz (легкоослостной АФМ). Т. о., константа a характеризует энергию анизотропии

Рис. 2. а — температурная зависимость магнитной восприимчивости χ_{\perp} антиферромагнетика MnF_2 вдоль (χ_{\parallel}) и перпендикулярно (χ_{\perp}) оси антиферромагнетизма (тетрагональный ось); б — зависимость от температуры величины $1/\chi_{\perp}$ для идеального парамагнетика (1) и для MnF_2 (2). Горизонтальная прямая — зависимость $1/\chi_{\perp}$ от T .



в антиферромагн. состоянии и определяет эффективное поле анизотропии:

$$H_A = aL - 2aM_0. \quad (5)$$

Член $(b/2)(M_2^2 + M_1^2)$ определяет магн. анизотропию в парамагн. состоянии и во мн. случаях оказывается пренебрежимо малым.

Из ур-ния, определяющих минимум Φ в магн. поле, следует, что при любом направлении магн. поля намагниченность АФМ

$$M = \chi_{\perp} H - (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel})(H)I, \quad (6)$$

где $I = L/L$. Восприимчивость χ_{\parallel} уменьшается с ростом L^2 , а $\chi_{\perp} = 1/B$ и, в согласии с экспериментом, не зависит от темп-ры (рис. 2, б). Коэф. B является осн. константой обменного взаимодействия, характеризующей свойства АФМ. Она определяет эффективное обменное поле

$$H_E = 1/2 BL - BM_0. \quad (7)$$

Как видно из рис. 2, $\chi_{\perp} > \chi_{\parallel}$. Эта разница в восприимчивостях приводит к тому, что, когда внеш. поле,



Рис. 3. Зависимость относительной намагниченности M/M_{\max} для одноосного антиферромагнетика при $T = 0$ К. Штриховая линия соответствует намагниченности при H_{c1} (сплошная — при H_{c2}). H_{c1} — поле сини-фазы, H_{c2} — поле сини-фазы.

приложенное к одноосному АФМ вдоль оси A , достигает значения

$$H_{c1}^2 = aL^2/(\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}) \approx aBL_0^2 \quad (8)$$

(L_0 — значение L при $T = 0$ К), происходит скачкообразный поворот атомных магн. моментов от направления вдоль оси кристалла в перпендикулярную оси плоскость, т. е. вектор L ложится в плоскость, перпендикулярную Oz . Это явление (ориентационный фазовый переход) принято называть опрокидыванием подрешёток (с и и - ф - о). Переход сини-фаз о-

предвдается скачком намагниченности (рис. 3), т. е. представляет собой фазовый переход 1-го рода. Значение поля опрокидывания

$$H_{c1} \approx \sqrt{2H_A B}. \quad (9)$$

При сини-фазе происходит переход из состояния с малой намагниченностью в состояние с большой намагниченностью ($\chi_{\parallel} < \chi_{\perp}$). В образце конечного размера появляются чередующиеся области (фазы) с низким и высоким значениями χ . Такое состояние по аналогии с промежуточным состоянием сверхпроводников

наз. промежуточным. Оно возникает, когда внеш. поле достигает величины H_{c1} (в предположении $\chi_{\perp} = 0$) и существует в области значений напряженности между H_{c1} и $H_{c1} + N\chi_{\perp} H_{c1}$ (N — размагничивающий фактор образца). По мере возрастания внеш. поля в этих пределах внутр. поле в образце остаётся постоянным и равным H_{c1} , а объём высокоосевой фазы постепенно возрастает от нуля до объёма образца.

В сильных магн. полях, когда $H = 2H_E = H_{c2}$, происходит фазовый переход 2-го рода из антиферромагнитного в насыщенное парамагн. состояние (с и и - ф - о). На рис. 3 показана зависимость намагниченности АФМ от приложенного поля H (для $T = 0$ К), на рис. 4 — зависимость критич. магн. полей H_{c1} и H_{c2} фазовых переходов от темп-ры.

В ряде кристаллов симметрия допускает существование в термодинамич. потенциале Φ (3) билинейных членов типа βLM_k . Это приводит к тому, что минимуму потенциала в отсутствие внеш. магн. поля соответствует состояние с отличной от нуля намагниченностью $M = (\beta/B)L$. Поскольку коэф. $\beta \ll B$, то $M \ll L$. Это явление называется слабым ферромагнетизмом



Рис. 4. Магнитная фазовая диаграмма одноосного антиферромагнетика в магнитном поле, параллельном осн. легкой намагниченности: 1 — линия перехода сини-фаз (H_{c1}), 2 — линия перехода сини-фаз (H_{c2}). II — парамагнитная фаза, АФМ — фаза легкоосного антиферромагнетизма, сф — фаза сини-фаз. Стрелки показывают направление векторов намагниченности подрешёток (с и и) оси и магнитное поле направлено вертикально).

4. Квантовая теория антиферромагнетизма

Поведение АФМ при низких темп-рах описывается теорией спиновых волн — колебаний векторов магн. мо-

ментов ионов μ_B^a , находящихся в узле r_i подрешётки а:

$$\mu_B^a(r_i, t) = \mu_B^a - m \alpha e^{i(\omega t - kr_i)}. \quad (10)$$

На рис. 5 схематически показана картина иррециальной магн. моментов при распространении спиновой волны в легкососном двухподрешёточном АФМ. На языке квантовой механики спиновая волна — это *квазичастица (магнон)*, обладающая энергией $\epsilon = \hbar\omega$ и квантовым импульсом $p = \hbar k$, где k — волновой вектор.

Приложив теорию спиновых волн к АФМ состоит в определении энергии ϵ_0 осн. состояния АФМ (при

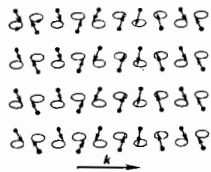


Рис. 5. Схема иррециальной магн. моментов атомов двухподрешёточного легкососного антиферромагнетика при распространении в последнем спиновой волны с волновым вектором k (в действительности растворы конусов иррециальности для двух подрешёток несколько смещены, см. Антиферромагнитный резонанс).

$T=0$ K) и закона дисперсии (спектра) спиновых волн, т. е. зависимости их энергии (частоты ω) от импульса (волнового вектора k). Из закона дисперсии можно методами статистики, физики определять термодинамич. и кинетич. свойства АФМ. В микроскопич. теории спиновых волн рассматривается взаимодействие спиновых моментов магн. ионов друг с другом и с внеш. полем. Соответственно гамильтониан \mathcal{H} в простейшем случае одноосного АФМ и взаимодействия магн. иона с ближайшими к нему ионами может быть записан в след. виде:

$$\mathcal{H} = J \sum_{i,j} S_i^a S_j^b - g \mu_B H \left(\sum_i S_i^z - \sum_j S_j^z \right) - g \mu_B H \left(\sum_i S_i^z + \sum_j S_j^z \right), \quad (11)$$

где S_i^a, S_j^b — операторы спинов магн. ионов двух (a и b) подрешёток соответственно, $j = 1, 2, \dots, N/2$ (N — общее число магн. ионов), индекс $b = 1, 2, \dots, z$ пробегает номера ближайших соседей i -го иона (предполагается, что все они принадлежат др. подрешётке), J — обменный интеграл, g — Ланде множитель, μ_B — магнетон Бора. Второй член описывает энергию анизотропии для подрешёток a и b , третий — магн. энергию во внеш. поле H , направленном вдоль оси z . Приведение гамильтониана к диагональному виду в представлении чисел заполнения n_k (см. Вторичное квантование), т. е.

$$\mathcal{H} = \epsilon_0 + \sum_k (n_k + 1/2) \hbar \omega_k, \quad (12)$$

позволяет получить выражения для энергии осн. состояния ϵ_0 и для спектра спиновых волн $\omega(k)$.

Нахождение энергии осн. состояния АФМ в квантовой теории спиновых волн встречается с трудностью, не существующей в теории ферромагнетизма. Состояние основного антиферромагн. норияка в кристаллич. решётке, т. е. наличие двух подрешёток с номинальной намагниченностью, равной $\mu_N/2$, не соответствует минимуму энергии системы и не является собственным для гамильтониана (11). Оценка показывает, что намагниченность подрешёток может быть меньше $\mu_N/2$ на $5-10\%$.

Для закона дисперсии (спектра) спиновых волн получаем

$$\hbar \omega_{k,1,2} = g \mu_B H_E \left[(1 + H_A/H_E)^2 - \Gamma_k^2 \right] \pm g \mu_B H, \quad (13, a)$$

где $H_E = 2JSz/\gamma$, $\Gamma_k = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \frac{\hbar \alpha}{\epsilon_\alpha}$, $\gamma = g \mu_B / \hbar$. (13, б)

Здесь z — число ионов — ближайших соседей, α — их радиус-вектор, k — волновой вектор спиновой волны.

Для малых k ф-лы (13) сильно упрощаются и закон дисперсии имеет вид:

$$\omega = [\gamma^2 H_A (2H_E |P_A|) + \omega_E^2 (ak)^2]^{1/2} + \gamma H, \quad (14)$$

где $\omega_E = \gamma H_E$, P_A и H — численный коэф. ~ 1 , зависящий от типа кристаллич. решётки).

При возбуждении спиновой волны в легкососном АФМ атомные магн. моменты начинают прецессировать вокруг оси лёгкого намагничивания. Фаза иррециальности в каждом соседнем атомном слое, перпендикулярном вектору k , сдвинута на угол $\phi = kd$ (d — расстояние между атомными слоями). Схематически это изображено на рис. 5. Однако растворы конусов прецессии очень малы и различаются для разных подрешёток. В случае АФМ др. симметрии движение атомных магн. моментов в спиновой волне может быть более сложным и их часто удобнее описывать колебаниями компонентов векторов L и M .

Закон дисперсии (14) — исключение. Для большинства АФМ для k -ой электорной (ϵ) ветви

$$\omega_{ek}^2 = \omega_{e0}^2 + \omega_E^2 (ak)^2, \quad (15)$$

где частота однородных колебаний ω_{e0} с $k=0$ является ф-цией H_A, H_E и H . Импед t соответствует номеру ветви спиновых волн. В общем случае число ветвей равно числу подрешёток. Всегда существуют две т. и. р. я в и в стские ветви, для к-рых $\omega_{e0} = 0$ при $H_A=0$ и $H=0$. При $\omega_{e0}=0$

$$\omega_{ek} = \omega_E (ak). \quad (16)$$

Т. о., закон дисперсии для спиновых волн в АФМ имеет линейный характер, как у фононов (в отличие от квадратичного у ферромагнетиков). Конкретные ф-лы для ω_{e0} в случае релативистских ветвей приведены в ст. Антиферромагнитный резонанс. Все остальные ветви — «обменные» с $\omega_{e0} \sim \omega_E$.

Вследствие линейности закона дисперсии законы для температурной зависимости магн. части теплоёмкости c_M и намагниченности M_0 подрешёток имеют вид:

$$c_M = \frac{8\pi^2}{15} \left(\frac{kT}{\hbar \omega_E} \right)^3, \quad M_0(0) - M_0(T) = \frac{g^4 \mu_B^4 H^2}{6a^4 \hbar^2 \omega_E} \left(\frac{kT}{\hbar \omega_E} \right)^2 \quad (17)$$

(R — универсальная газовая постоянная), и качественно отличаются от соответствующих зависимостей ферри- и ферромагнетиков.

При $kT \ll \hbar \omega_{e0}$ обе эти величины изменяются по экспоненциальному закону $\sim \exp(-\hbar \omega_{e0}/kT)$.

Для эксперим. изучения температурной зависимости намагниченности подрешёток пользуются методами

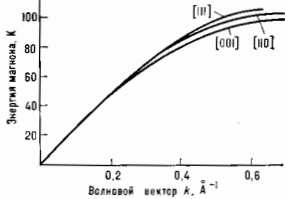


Рис. 6. Закон дисперсии (спектра) спиновых волн в антиферромагнетике $KbMnF_3$, определённый методом неупругого рассеяния нейтронов.

магн. нейтронографии, измеряют частоты ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Величина цели в спектре спиновых волн определяется методом антиферромагн. резонанса. Наиб. полную информацию о законе дисперсии спиновых волн в широкой области значений волнового вектора k даёт метод неупругого рассеяния нейтронов (рис. 6). Расшифровка подобных спектров поз-

воляет определить значения обменных констант J_{ik} для ионов как первой, так и последующих координационных сфер.

В случае, когда нужно получить ф-лы только для нач. участка спектра спиновых волн ($ak \ll 1$), широко используется феноменологич. теория. В этой теории состояние АФМ характеризуется заданием в каждой точке двух или нескольких (по числу подрешёток) векторов плотности магн. моментов $\mathbf{M}_i(\mathbf{r}, t)$, являющихся функциями координат и времени. В качестве осн. состояния выбирается состояние с однородными значениями плотностей моментов \mathbf{M}_0^i . Для нахождения возмущённых состояний записывают ур-ния движения магн. моментов:

$$\partial \mathbf{M}_i / \partial t = \gamma [\mathbf{M}_i \mathbf{H}_{\text{эфф}}^i], \quad (18)$$

где $\mathbf{H}_{\text{эфф}}^i$ — вариационная производная от плотности свободной энергии $\Phi[\mathbf{M}_i(\mathbf{r}, t)]$.

5. Взаимодействие электромагнитного излучения с антиферромагнетиком

Важная информация о природе А. получена при изучении взаимодействия эл.-магн. излучения с АФМ, существенно различающегося для радиочастотного диапазона и оптич. области.

Радиочастотный диапазон. В области частот до неск. сотен ГГц с АФМ взаимодействует магн. вектор эл.-магн. волны. При частотах порядка неск. МГц радиочастотное излучение взаимодействует с магн. моментами идер разл. ионов в АФМ. При этом наблюдается ЯМР. к-рый в АФМ имеет ряд отличит. особенностей.

Сверхтонкому взаимодействию между магн. моментами электрона и ядра соответствует эффективное сверхтонкое (СТ) поле \mathbf{H}_T , действующее на магн. моменты ядер ионов. Это поле пропорционально величине намагниченности подрешёток АФМ и имеет в каждом узле решётки α свой определ. величину и направление. В результате ЯМР в АФМ можно наблюдать и в отсутствие внеш. магн. поля на частоте

$$\omega_n^\alpha = \gamma_n^* H_T^\alpha = \gamma_n^* A^\alpha M_0. \quad (19)$$

Здесь γ_n^* — ядерное гиромагн. отношение, A^α — константа энергии сверхтонкого взаимодействия.

Если ЯМР наблюдается на ядрах немагн. ионов (H^+ , ^{19}F и др.), то локальное сверхтонкое поле $H_T \sim 10^3$ Э и частота ЯМР составляет неск. МГц. Измерения температурной зависимости ω_n позволяют определить зависимость от T намагниченности подрешёток АФМ (в предположении независимости константы A^α от темп-ры). В ходе таких экспериментов проверялись теория спиновых волн (низкие темп-ры) и совр. теория фазовых переходов (при темп-рах, близких к T_N).

Эффективные СТ-поля на ядрах магн. ионов достигают 10^8 Э для $3d$ -ионов и 10^7 – 10^8 Э для редкоземельных ионов. Соответственно частоты ЯМР сдвигаются из области $\sim 10^6$ Гц в область $\sim 10^9$ – 10^{10} Гц. Такие большие H_T могут изучаться не только методом ЯМР, но и на основе *Мессбауэра эффекта*.

При изучении ЯМР на ядрах ^{55}Mn обнаружено, что в АФМ наряду со статич. сдвигом частоты ω_n существует динамич. сдвиг, к-рый характерен для АФМ с малой щелью в спектре спиновых волн (легкоподостатные, кубические, с низкой T_N) и наблюдается только при низких темп-рах.

При темп-рах ок. 1 К ядерные магн. моменты образуют благодаря *сул-накамуровскому взаимодействию* упорядоченные подрешётки с намагниченностью m_i . Динамич. сдвиг частоты ЯМР есть следствие возникновения коллективных электронно-ядерных колебаний. Такие колебания возникают в результате СТ-взаимодействия при близости собств. частот электронной и ядерной спиновых систем. Это условие выполняется в слабых внеш. магнитных полях; тогда возникают две ветви смешанных электронно-ядерных колебаний, их можно по-

лучить, решая систему ур-ний (18) для намагниченностей не только электронных, но и ядерных подрешёток. При этом в выражение для потенциала Φ нужно добавить член, описывающий СТ-взаимодействие ($-A \mathbf{M}_i \mathbf{m}_i$). Выражение для частоты ЯМР в этом случае имеет вид:

$$\omega_n^\alpha = \omega_n^0 \frac{\omega_{e0}^2}{\omega_{e0}^2 + \omega_T^2} = \omega_n^0 \frac{1}{1 + (\omega_T / \omega_{e0})^2}, \quad (20)$$

где $\omega_T = |\gamma_e \sqrt{H} \sqrt{A m}|$, ω_{e0} — частота колебаний электронной спиновой системы без учёта СТ-взаимодействия (щель в спектре спиновых волн). Динамич. сдвиг частоты существует только при $\omega_{e0} \leq \omega_T$. В этих макс. сдвиг достигал $\omega_n / \omega_n^0 \approx 0.2$ – 0.3 . Сдвиг зависит от темп-ры ($m \sim 1/T$) и от магн. поля (для легкоподостатного АФМ $\omega_{e0} = \gamma_e H_0$). Поэтому он наблюдается только при низких темп-рах (≈ 1 К) и быстро уменьшается, приближаясь к нулю с ростом поля ($H_0 > 4$ – 5 кЭ). Естественно, что влияние СТ-взаимодействия изменяет и величину щели спектра спиновых волн:

$$\omega_{\pm}^2 = \omega_{e0}^2 + \omega_T^2. \quad (21)$$

Поскольку ядерная спиновая система является коллективизированной, в ней существуют свои коллективные возбуждения — ядерные спиновые волны. Их спектр может быть также получен из ур-ний (18):

$$\omega_{nk} = \omega_{n0} \frac{\omega_{e0}^2 + \omega_T^2 (\alpha k)^2}{\omega_{e0}^2 + \omega_T^2 + \omega_E^2 (\alpha k)^2}. \quad (22)$$

Ядерные спиновые волны наблюдались в экспериментах на их параметрич. возбуждение. Механизм параметрич. возбуждения спиновых волн в АФМ связан с нелинейной взаимодействием двух разл. типов колебаний векторов \mathbf{L} и \mathbf{M} , соответствующих разл. ветвям спектра спиновых волн.

Электронный резонанс в АФМ даёт информацию о щели в спектре спиновых волн и о релаксационных процессах в электронной спиновой системе. В АФМ можно возбуждать спиновые волны с $k \neq 0$ однородным СВЧ-полем большой амплитуды. Измеряя норог такого параметрич. возбуждения спиновых волн, определяют время их жизни для разл. значений магн. поля и темп-ры. В субмиллиметровой области для волн обнаружены магн. поля ритоны — *квази-частицы*, возникающие в результате взаимодействия фотонов и магнонов, когда их энергии близки.

Оптический диапазон. Для эл.-магн. излучения с частотой, большей частот одномогнитных возбуждений, проницаемость АФМ можно считать равной 1. На столь больших частотах с веществом взаимодействует только электрич. вектор волны. Связь с магн. системой осуществляется благодаря спин-орбитальному взаимодействию на возбуждённых электронных уровнях магн. ионов.

В далёкой ИК-области спектра в тетрагональных фторидах Mn , Fe и Co наблюдались спектральные линии, отвечающие дуэльному поглощению эл.-магн. излучения, к-рые оказываются в АФМ очень интенсивными.

Большое число АФМ прозрачно в видимой области эл.-магн. спектра. В одноосных прозрачных АФМ обнаружено значит. изменение линейного двойного лучепреломления света (см. *Коттона — Мутона эффект*), пропорциональное L^2 . Величина двойного лучепреломления сравнима с круговым двойным лучепреломлением (*Фардея эффект*) в ферромагнетиках. Магн. двойное лучепреломление в АФМ определяется зависимостью тензора диэлектрич. проницаемости ϵ от величин компонентов вектора \mathbf{L} :

$$\Delta \epsilon_{ik} = g_{ik\alpha} L_\alpha L_\beta. \quad (23)$$

Тензор является симметричным. Его действие, часть описывает магн. линейное двойное лучепреломление,

а минная часть — магн. линейный *дистриам*, к-рый также наблюдался в АФМ.

При переходе вещества в антиферромагн. состояние заметно изменяются спектры поглощения и люминесценции в видимой области спектра. Осн. изменения претерпевают спектры, обусловленные оптич. переходами внутри $3d$ -оболочки. Наряду со слабыми магнито-дишюльными линиями, соответствующими экситонному поглощению, возникают сильные электродишюльные линии, обусловленные одноврем. возбуждением экситона и магнона (экситон-магнонное поглощение). Изучение положения этих линий и их зависимости от частоты и магн. поля позволяет определить параметры как экситонного, так и магнонного спектров. АФМ являются идеальными объектами для изучения т. н. *давидовского расщепления* экситонных зон. Величину расщепления в АФМ легко регулировать магн. полем, нарушающим коллинеарность магн. моментов кристаллографически эквивалентных атомов двух магн. подрешёток. Оптич. спектроскопия АФМ использовалась также для исследования нового типа квазичастиц — примесонов в (доказавшихся магн. возбуждений примесных магн. ионов в матрице АФМ).

В АФМ, так же как и в др. магнитоупорядоченных кристаллах, наблюдается рассеяние света на магнонах. Наблюдение *комбинационного рассеяния света* в АФМ на магнонах со щелью (~ 10 – 400 см $^{-1}$) в спектре позволило определить величину этой щели. Для многих АФМ это единств. метод её определения, когда она слишком велика для антиферромагн. резонанса и слишком мала для экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов. Методом комбинац. рассеяния обнаружены синхронные двухмагнонные состояния и спиновые волны при $T \gg T_N$. Наблюдение *Мандельштама — Бриллюэна* рассеяния на магнонах позволило изучить ДВ-часть оптич. спектра в виск. АФМ, обнаружить щель, обусловленную динволь-дишюльным взаимодействием спиновых волн, наблюдать переверг спиновой системы, вызванный накачкой СВЧ-полем при антиферромагн. резонансе и параметрич. возбуждении (эффект магнонного «узкого горла»).

6. Заключение

Осн. представления об А. развиты к сер. 70-х гг. 20 в. К новым проблемам А. относится исследование неупорядоченных АФМ, в частности твёрдых растворов АФМ с диамагн. веществами (типа $Mn_2Zn_{1-x}F_2$), в к-рых наблюдают переход от антиферромагн. состояния к состоянию типа *спинового стекла*. Изучаются также твёрдые растворы АФМ с конкурирующей анизотропией (лёгкая ось — лёгкая плоскость), в к-рых возможно существование новых неколлинисарных фаз, и низкоразмерные АФМ — двумерные и линейные.

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965; Александр А. И., Выхватар В. Г. Педельман С. В. Спиновые волны, М., 1967; Воисовский А. В., Магнетизм, М., 1971; Еремичев В. В., Введение в оптическую спектроскопию магнетизма, К., 1975; Еглов К. П., Редкоземельные магнетики и их применение, М., 1980; Андреев А. Ф., Марченко В. И., Симметрия и микроспиновая динамика магнетизма, «УФН», 1980, т. 130, с. 39.

АНТИФЕРРОМАГНЕТИК — вещество, в к-ром установлена антиферромагн. норядок магн. моментов атомов или ионов (см. Антиферромагнетизм). Обычно вещество становится в антиферромагн. состояние при T_N (см. Щель точка) и в большинстве случаев остаётся А. вплоть до $T = 0$ К. Из элементов к А. относятся твёрдый хлорид (α -модификация) ирп $T < 24$ К, Mn (α -модификация) с $T_N = 100$ К), Cr ($T_N = 310$ К), а также ряд редкоземельных металлов (с T_N от 12,5 К у Ce до 230 К у Tb). Хрому свойственна геликоидальная магнитная атомная структура. Сложными магн. структурами обладают также тяжёлые редкоземельные металлы. В температурной области между T_N и T_1 ($0 < T_1 < T_N$) они

антиферромагнетики, а ниже T_1 становятся ферромагнетиками (табл. 1).

Число известных А.— хим. соединений составляет не одну тысячу. В хим. ф-лу А. входит, по крайней мере, один ион из группы переходных металлов (групп железа, редкоземельных металлов и актинидов), исключение

Табл. 1. — Свойства редкоземельных элементов-антиферромагнетиков

Элемент	Кристаллич. структура	Темп-ры перехода		Тип антиферромагн. структуры
		T_1 , К	T_N , К	
Ce	ГПУ	—	12,5	Коллинеарная
Pr	ГПУ	—	25	»
Nd	Гексагональная	—	19,9	»
Sm	Тригональная	—	106	»
Eu	ОЦК	—	90,5	Геликоидальная
Tb	ГПУ	219	230	»
Dy	»	85	174	»
Ho	»	20	133	»
Er	»	20	85	Циклоидальная и синусоидальная
Tm	»	25	56	Синусоидальная

ГПУ — грантентрированная плотноупакованная решётка, ОЦК — объёмноцентрированная кубич. решётка.

составляет твёрдый оксидор. К А. относятся многочисленные простые и сложные оксиды переходных элементов, включая не-р-ые ферриты-шпинели, ферриты-гранаты, ортоферриты и ортохромиты, а также фториды, сульфаты, карбонаты и др. Существуют некое кол-во антиферромагн. сплавов. В частности сплавы элементов группы железа с элементами платиновой группы.

Первыми соединениями, являясь слоистые хлориды Fe, Co и Ni. На кривой, показывающей зависимость их теплоёмкости от темп-ры, был найден максимум, характерный для фазового перехода 2-го рода (магн. фазового перехода). Позже такие же максимумы были найдены у MnO и изоморфных оксидов Fe, Ni и Co. Эти оксиды с кубич. кристаллич. решёткой были также первыми объектами нейтронографич. определения магн. структур А. На кубич. А. следует отметить семейство редкоземельных ферритов-гранатов, в к-рых ионы Fe замещены на Al или Ga. Особый интерес представляет $Dy_2Al_2O_7$ (ДАТ), в к-ром подробно исследовались аномальные свойства вблизи *трикритической точки*. Исследование водного хлорида меди ($CuCl_2 \cdot 2H_2O$) привело к открытию *антиферромагнитного резонанса* и особого *магнитного фазового перехода* — окридания ионы подрешёток (син-флон) в магн. поле. Этот же кристалл послужил объектом для нейтронографич. подтверждения существования т. н. слабого антиферромагнетизма (1982) и открытия обменной моды антиферромагн. резонанса (1984). Група фторидов (MnF_2 и др.) — одноосные кристаллы с магн. анизотропией типа лёгкая ось — послужила объектом для изучения оптич. спектров поглощения и открытия экситон-магнонных возбуждений, двухмагнонного поглощения и комбинац. рассеяния света на магнонах. Оптич. спектры А. исследовались также на двойных фторидах типа $KMnF_3$, $CeMnF_3$ — Мандельштама — Бриллюэна, рассеяние света на магнонах наблюдалось в FeO_3 , $CoCO_3$ и $EuTe$. Отметим ещё два одноосных А.: в CoF_2 был открыт *псевдоматемат.* и Gd_2O_3 — *магнитоэлектрический эффект*.

В др. группе одноосных кристаллов, обладающих анизотропией типа лёгкая плоскость (см. Антиферромагнетизм) — Fe_2O_3 , $MnCO_3$, $CoCO_3$, NiF_2 — был открыт *слабый ферромагнетизм* (СФ). Особый интерес среди веществ СФ представляют ортоферриты (Fe_2O_3 и др.), в к-рых наблюдаются ориентационные фазовые переходы (изменение осей антиферромагн. упорядочения)

Табл. 2. — Свойства некоторых антиферромагнетиков химических соединений

Продолжение табл. 2

Вещество	Кристаллич. решётка	Направление оси антиферромагн. упорядочения	T_N , К	$-\theta$, К
MnO	ГПК	В пл. (111)	120	610
FeO	»	»	198	190
CoO	»	»	328	280
NiO	»	»	647	247
Cr ₂ O ₃	Тригональная	[111]	930	—
Fe ₂ O ₃	»	Впл. (111)СФ; ОФП: 280К;	307	—
		[111]	—	—
Dy ₂ Al ₂ O ₁₂	Кубическая	[100]	2,5	2,9
Dy ₂ Gd ₂ O ₁₂	»	[100]	0,4	0,1
YFeO ₃	Орторомбическая	[100]СФ	613	—
LaFeO ₃	»	[100]СФ	738	480
PrFeO ₃	»	[100]СФ	707	—
NdFeO ₃	»	[100]СФ; ОФП: 167— 125К; [001] СФ	687	—
SmFeO ₃	»	[100]СФ; ОФП: 490— 479К; [001] СФ	674	—
EuFeO ₃	»	[100]СФ	666	—
GdFeO ₃	»	[100]СФ	857	—
TbFeO ₃	»	[100]СФ	647	—
DyFeO ₃	»	[100]СФ; ОФП: 40К; [010]	615	—
HoFeO ₃	»	[100]СФ; ОФП: 63—51К; [001]СФ	639	—
ErFeO ₃	»	[100]СФ; ОФП: 102— 80К;	636	—
TmFeO ₃	»	[100]СФ; ОФП: 92—86К;	632	—
YbFeO ₃	»	[001]СФ; ОФП: 8К;	24	—
LuFeO ₃	»	[100]СФ	623	—
ErCrO ₃	»	[100]СФ; ОФП: 12К; [010]СФ	129	—
MnF ₂	Тетрагональная	[001]	68	113
FeF ₂	»	[001]	78	117
CoF ₂	»	[001]	38	53
NiF ₂	»	[100]СФ	73	100
KMnF ₃	Орторомбическая	[100]СФ	88	238
NbMnF ₃	Кубическая	[111]	83	118
CeMnF ₃	Гексагональная	В пл. (111)	53	—
BaMnF ₄	Орторомбическая	[010], 2d	27	—
BaFeF ₄	»	[001], 2d	54	—
K ₂ CoF ₄	»	[001], 2d	107	—
Rb ₂ FeF ₄	»	В пл. (001), 2d	56	—
BaCoF ₄	»	В пл. (001), 2d	70	—
MnCl ₂	Тригональная слоистая	В пл. (111), 2d	1,96	3,3
FeCl ₂	»	[111], 2d	23,5	—48
CoCl ₂	»	В пл. (111), 2d	55	—20
NiCl ₂	»	В пл. (111), 2d	52	—67
CuCl ₂	»	1d	30	—
CrCl ₃	Орторомбическая	В пл. (001), 1d	20	—
KCuF ₃	Тетрагональная	В пл. (001), 1d	38	355
VFe ₂	»	1d	7	80
Ca ₂ NiCl ₄	Гексагональная	[001], 1d	4, 85	89
RbNiCl ₃	»	[001], 1d	11,5	—101
MnAu ₂	Тетрагональная	Гельмгольдовское пл. (110)	363	—
FePt	Кубическая	Пл. (110)	328	—680
FeRh	»	Пл. (110)	328	—680
		(выше T_N ферромагн. до $T_C=663$ К)	—	—
FeS	Гексагональная	[001]; ОФП: 400К; в пл. (001)	600	920
MnTe	Кубическая	в пл. (001)	310	692
MnSe	»	в пл. (001)	150	740
HgCrS ₄	»	Ось гексагональная в [001]	60	140
ZnCr ₂ Sc ₄	»	в пл. (001)	22	115
		(выше T_N ферромагн. до $T_C=129$ К)	—	—

Вещество	Кристаллич. решётка	Направление оси антиферромагн. упорядочения	T_N , К	$-\theta$, К
EuTe	Кубическая	В пл. (111)	9,6	6
GdSe	В пл. (111)	59	—	
MnCO ₃	Тригональная	В пл. (111)СФ	32	64
FeCO ₃	»	[111]	35	14
CoCO ₃	»	В пл. (111)СФ	18	—
NiCO ₃	»	В пл. (111)СФ	125	—
Fe ₂ O ₃	»	В пл. (111)СФ	348	—
CoSO ₄	Орторомбическая	[010]	23	53
NiSO ₄	»	—	37	82
CuSO ₄	»	[001]	34,3	88
CuCl ₂ ·2H ₂ O	»	[100]	4,3	50
MnCl ₂ ·4H ₂ O	Моноклиная	[001]	1,62	1,79
CoSO ₄ ·5H ₂ O	Триклиная	—	0,029	—

при понижении темп-ры, а также FeVO₃ — прозрачный А. с T_N выше комнатной темп-ры. В последнем обнаружено заметное *магнитоупругое взаимодействие*. Наиб. сильное магнитоупругое взаимодействие среди А. наблюдается в α -Fe₂O₃. В этом соединении впервые обнаружена большая щель в спектре *спиновых волн*, обусловленная эффективным полем магнитоупругой анизотропии.

В А.-полупроводниках (халькогениды Mn, Eu, Gd и Cr) наблюдаются очень сильные магнитоопт. эффекты (см. *Магнитооптика*). Особый интерес для теории представляют низкоразмерные А.: двухмерные (хлориды элементов Fe и Co, а также некр-рые двойные фториды BaCoF₄, RbCoF₄) и одномерные (KCuF₃, CsCl₂, RbNiCl₂ и др.).

В ряде А. с ионами Mn²⁺ обнаружено особенно сильное взаимодействие между колебаниями электронной и ядерной спиновых систем (KMnF₃, MnCO₃, CsMnF₃). Магн. свойства безводных сульфатов Cu и Co (а также CoF₂) выявили существование эффекта наведения антиферромагн. упорядочения магн. волн при температурах выше T_N за счёт т. н. взаимодействия Дзялошинского.

У большей части А. значения T_N лежат ниже комнатной темп-ры. У А. гидратированных солей переходных элементов $T_N < 10$ К.

В табл. 2 перечислены нек-рые наиб. изученные А., имеющие коллинеарную или слабонеколлинеарную (со слабым ферромагнетизмом) антиферромагн. структуру; указаны тип кристаллич. решётки, направление оси антиферромагн. упорядочения (ОАУ), а также значение точки Нессля T_N и темп-ры θ в *Кюри-Вейсса законе* для парамагн. восприимчивости χ выше T_N : $\chi = C/(T - \theta)$. Вещества с $\theta > 0$ — *метамгнетики*. Наличие слабого ферромагнетизма отмечено буквами СФ, наличие ориентационного фазового перехода — буквами ОФП. В этом случае после букв ОФП указаны темп-ра (или область темп-р) ориентации, перехода и затем новое направление оси антиферромагн. упорядочения при низкой темп-ре. Низкоразмерные А. обозначены: двухмерные — 2d, одномерные — 1d; T_C — темп-ра Кюри, пл. — плоскость, в к-рой находится ОАУ. В случаях 1d и 2d в столбце значений T_N приведена темп-ра, при к-рой χ достигает макс. значения.

Кроме рассмотренных выше электронных А., среди элементов обнаружен, до крайней мере, один ядерный А. — твёрдый ⁵⁹Fe с $T_N \sim 0,001$ К. Ядерный антиферромагнетизм с $T_N \sim 0,001$ К обнаружен также у некоторых ван-Флековских парамагнетиков (TmPO₄ и др.).

А. пока ещё не находят практич. применения. Однако изучение физ. свойств А. играет большую роль в совр. развитии физики магн. явлений и особенно теории фазовых переходов и исследовании свойств одно- и двухмерных магн. структур. Возможные приложения могут найти А.-полупроводники, а также А. со СФ,

особенно с T_N выше комнатной. Особого внимания заслуживают $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и FeVO_3 , и в к-рых можно заметно изменить скорость звука, прикладывая сравнительно слабое магн. поле. Среди А., относившихся к боридам и халькогенидам, есть сверхпроводники (напр., SmRhB_4 с темп-рой перехода в сверхпроводящее состояние $T_k=2,7$ К, CdMo_6S_8 с $T_k=1,4$ К и др., см. *Магнитные сверхпроводники*).

Дальше. На гл. 8 Д. С. Ферромагнитные и антиферромагнитные полупроводники, «УФН», 1975, т. 117, с. 437; Таблицы физических величин. Справочник, М., 1976; Белов К. П., Редкоземельные магнетики и их применение, М., 1980; Johnson L. J., de Meiser A. R., Experiments on simple magnetic model systems, Adv. Phys., 1974, v. 23, № 1. См. также лит. при ст. Антиферромагнетизм.

А. С. Горюнов-Романов. АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ ДОМЕНЫ — области антиферромагн. кристалла (домены) в к-рых односторонний вектор антиферромагнетизма L или волновой вектор структуры с модуляр. спиновой плотностью (в случае антиферромагнетиков с такой структурой, см. *Магнитная атомная структура*).

В одноосных антиферромагнетиках (АФМ) с анизотропией типа «лёгкая ось», а также в орторомбич. кристаллах и кристаллах более низкой симметрии могут существовать только 180-градусные (180°-) домены, отличающиеся знаком вектора L . В простейшем случае вектор L равен разности намагниченности двух *подрешёток магнитных*, т. е. 180°-домены отличаются только взаимной подрешёткой. На рис. 1 приведена двухмерная модель доменной стенки между двумя 180°-доменами. Такие стенки получили назв. S-стенки (Spin rotation), а соответствующие 180°-домены — S-домены.

Существование стенок между А. д. увеличивает обменную энергию и энергию анизотропии АФМ, а также

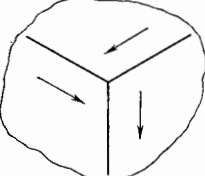


Рис. 2. Пример сочленения T-доменов в тригональном антиферромагнетике (стрелками указаны направления вектора антиферромагнетизма).

Рис. 1. Изменение направления магнитных моментов донов (обозначены стрелками) в 180-градусной доменной стенке, разделяющей два антиферромагнитных домена (двухмерная модель).

его магнитоупругую энергию, но, в отличие от ферромагнетиков, образование А. д. в АФМ не компенсирует прироста энергии за счёт уменьшения внутр. магн. поля (поскольку у АФМ они отсутствуют). Следовательно, доменная структура идеальных АФМ термодинамически неустойчива. Однако опыт показывает, что в большинстве АФМ домены существуют. По-видимому, их ствотит. устойчивость обеспечивают примеси и др. дефекты решётки кристалла.

Образование А. д. может быть обусловлено тем, что в процессе охлаждения вещества при переходе через *Неега точку* T_N антиферромагн. порядок возникает одновременно в нескольких независимых зародках и характеризуется случайным направлением вектора L . В процессе роста эти зародыши возникают области, на границах между к-рыми регулярные антиферромагн. чередование магн. моментов нарушается, что приводит к образованию доменной стенки (см. *Антиферромагнетизм*).

В одноосных кристаллах с анизотропией типа «лёгкая плоскость» существует неск. осей лёгкой намагниченности (3 — в тригональных кристаллах, 4 — в тетрагональных, 6 — в гексагональных). В этом случае установление антиферромагн. ундрядочения сопровождается (за счёт спонтанной *магнитострикции*) существованием движением кристаллографии, симметрии. При

этом кроме S-доменов могут возникать домены, в к-рых векторы L повернуты относительно друг друга на 120°, 90° и 60° соответственно. Такие домены наз. двойничными или T-доменами (Twin). Естественно, что образование магн. T-доменов сопровождается механ. *двойничкованием*, хотя величина спонтанной стрижки может быть и ничтожно малой. Пример разрезания тригонального АФМ на T-домены, лежащие в одной плоскости, показан на рис. 2.

В кубич. кристаллах с антиферромагн. структурой типа NiO, в к-рой образуются ферромагн. слои в плоскости (111), существует спец. тип T-доменов. Они отличаются тем, какие именно из плоскостей, перпендикулярных четырём направлениям диагоналям, представляют собой ферромагн. слои. Пример T-границы в таком АФМ показан на рис. 3.

В структурах с модуляр. спиновой плотностью А. д. могут отличаться направлением волнового вектора структуры.

В АФМ со слабым ферромагнетизмом при повороте вектора намагниченности на 180° на такой же угол поворачивается и направление вектора L . В этом случае, приложив сравнительно небольшое внутр. магн. поле, удаётся перевести АФМ в однодоменное состояние. В АФМ без слабого ферромагнетизма это удаётся сделать в очень редких случаях, прикладывая одновременно магн. поле и одностороннее давление.

Наблюдать А. д. значительно труднее, чем ферромагнитные домены. T-домены наблюдают оптич. методами

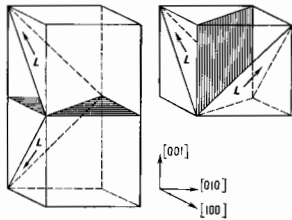


Рис. 3. Два типа границ T-доменов в антиферромагнетиках со структурой NiO (границы показаны штриховкой).

в тонких прозрачных пластинках, что возможно благодаря существованию в АФМ магн. линейного двойного лучепреломления и различию направлений оптич. осей в разных T-доменах. Более универсальными являются методы рентг. и нейтроннографии, томографии. Первый метод регистрирует искажение кристаллич. решётки вдоль T-доменной границы, второй — направление (но не знак) вектора L в данной части кристалла.

Для наблюдения S-доменов в MnF_2 успешно применён метод нейтроннографии с поляризацией. Лучком нейтронов (1978).

Несмотря на оптич. наблюдение S-доменов удалось осуществить в CoF_2 в 1979 с помощью линейного магнитооптич. эффекта (ЛМОЭ). Симметрия допускает существование ЛМОЭ только в огранич. числе АФМ (в тех же кристаллах, в к-рых возможен *псевдоманетизм*). Этот эффект состоит в том, что при наложении магн. поля вдоль оптич. оси одноосного АФМ он становится двухлучепреломляющим для света, распространяющегося вдоль оси кристалла (кристалл становится оптич. двулучевым). Разность показателей преломления для света, поляризованного вдоль осей [100] и осей [010], линейно зависит от магн. поля и меняет знак при изменении знака вектора L . Последнее обстоятельство позволяет наблюдать S-домены в оптич. поляризац. экспериментах.

Наличие S-доменов затрудняет наблюдение в АФМ линейных но L эффектов: псевдоманетизма и магнитоэлектрич. эффекта. Магн. моменты, возникающие при

яблodeнии этих эффектов, имеют противоположные знаки в смежных S -доменах. В многодоменном образце в отсутствие веш. поля они могут компенсировать друг друга и сильно уменьшить наблюдаемую величину эффекта.

Наличие T -доменов приводит к тому, что при наблюдении антиферромагнитного резонанса во веш. магн. поле резонансные линии от каждого домена, вообще говоря, наблюдаются в разл. значениях магн. воли H , т. е. углы между H и L в разных T -доменах оказываются различными.

Лит.: Харченко Н. Ф., Еремеев В. В., Вельд Л. И., Визуальное наблюдение 180-градусных антиферромагнитных доменов, «Шемя в ЖЭТФ», 1979, т. 29, с. 432; Фарздянов М. М., Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах, М., 1981; Roth W. L., Neutron and optical studies of domains in NiO , *Jr. Phys.*, 1960, v. 31, p. 2000; Schlenker M., Vauhel J., Neutron techniques for the observation of ferro- and antiferromagnetic domains, там же, 1978, у. 49, p. 1896. А. С. Борохов-Романов, АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС — электронный магнитный резонанс в антиферромагнетиках — явление отсительн. большого забора, отклик магн. системы антиферромагнетика на период. воздействие эл.-магн. поля с частотой, близкой к собств. частотам системы. Это явление сопровождается сильным поглощением энергии электромагнитного поля антиферромагнетиком (АФ).

А. р. был открыт в 1954 гидерл. физиками [К. Гортер (C. J. Gorter) и др.] в орторомбич. АФ $\text{CuCl}_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ при тепловых темп-рах в полях писк. кЭ на частоте 9,4 ГГц.

С квантовой точки зрения А. р. можно рассматривать как резонансное превращение фотонов эл.-магн. поля в магнотон с волновым вектором $k=0$. Квантовое решение задачи об А. р. сводится к определению спектра магнотона с $k=0$.

С классич. точки зрения при А. р. резко возрастает амплитуда вынужденных связанных колебаний вектора намагниченности подрешёток магнитик под действием магн. компонента эл.-магн. поля. Вид и частота связанных колебаний существенно зависят от магнитной атомной структуры АФ, к-рая может меняться с темп-рой и величиной веш. магн. поля. Собств. частоты колебаний, как правило, зависят от веш. магн. поля. Эти зависимости наз. спектром А. р. Вид и частоты намагниченности подрешёток в АФ находят из Ландау—Лифшица уравнений, написанных для намагниченности M_j всех подрешёток:

$$\frac{\partial M_j}{\partial t} = -\gamma [M_j, H_j, \text{эфф}] - \gamma R_j, \quad (1)$$

$$H_j, \text{эфф} = -\partial \Phi / \partial M_j.$$

Здесь γ — магнито-механическое отношение, $H_j, \text{эфф}$ — эфф. магн. поле, R_j — слагаемые, определяющие диссипацию энергии, Φ — свободная энергия, записанная как ф-ция M_j с учётом магн. симметрии АФ. Решения ур-ний (1) могут быть записаны в виде

$$M_j(t) = M_{j0} + m_j e^{i\omega t}, \quad (2)$$

где M_{j0} — намагниченности подрешёток в осн. состоянии, m_j — комплексная амплитуда их колебаний. Подставляя (2) в (1) и считая, что $|m_j| \ll |M_j|$, получают систему ур-ний, линейных по компонентам векторов m_j . В отсутствие перем. веш. магн. поля ур-ния однородны. Приравнивая детерминант этой системы нулю, получают характеристич. ур-ные степени 2ω относительно частоты ω (m — число подрешёток). Если пренебречь затуханием, то значения корней характеристич. ур-ния (ω_0) определяют собств. частоты колебаний намагниченности подрешёток АФ.

Каждой собств. частоте соответствует своя мода колебаний — колебания набора определённых линейных комбинаций компонентов векторов m_j . Эти линейные комбинации являются базисом неприводимых представлений группы магнитной симметрии данного состояния АФ.

В общем случае для каждого значения веш. магн. поля H_0 число собств. частот ω_0 равно числу подрешёток в АФ. Две из этих частот стремятся к 0 при стремлении к нулю энергии магнитной анизотропии и веш. поля. Это т. н. релятивистские моды. Остальные моды А. р. в АФ с числом подрешёток $m > 2$ называют о б м е н н ы м и. Собств. частота обменной моды $\omega_{E_1} = \gamma H_{E_1}$, где H_{E_1} — эфф. обменное поле, равно $J_j M_0$ (J_j — линейная комбинация интегралов обменного взаимодействия между разл. подрешётками, M_0 — намагниченность подрешёток). В случае релятивистских мод взаимные колебания подрешёток отсутствуют или малы по сравнению с их колебаниями как целого. В обменных модах основными являются взаимные колебания подрешёток. Обменные моды А. р. можно возбудить эл.-магн. полем только в том случае, если подрешётки в АФ скошены в результате т. н. взаимодействия Дзюлошиского (случай слабого антиферромагнетизма, см. Слабый ферромагнетизм).

Для нахождения амплитуд вынужденных колебаний в выражение для Φ следует добавить член $(\sum_j M_j h_{\text{эфф}})$, учитывающий влияние перем. магн. поля. Решение линейризованной системы ур-ний (1) в этом случае даёт связь между амплитудой колебаний намагниченности

$$\mu = \sum_j m_j \quad (3)$$

и амплитудой перем. поля h :

$$\mu = \overleftrightarrow{\chi} h \quad (4)$$

где $\overleftrightarrow{\chi}$ — тензор магн. восприимчивости. Зависимость компонентов χ_{ik} тензора от частоты имеет вид обобщённой кривой Дзюлоши. Знаменатель в выражении $\chi_{ik}(\omega)$ обращается в нуль при $\omega = \omega_0$, если отсутствует затухание.

При учёте затухания можно выделить мнимую часть $\overleftrightarrow{\chi}$, к-рая описывает поглощение эл.-магн. энергии при А. р.

Ширина кривой поглощения ($\Delta\omega_0$) характеризует затухание. Член R_j , описывающий затухание в ф-ле (1), можно представить в виде

$$R_j = \frac{\alpha}{M_0} [M_j [M_j, H_j, \text{эфф}]], \quad (5)$$

тогда

$$\Delta\omega_0 = \alpha \omega_{E_1}. \quad (6)$$

При одинаковых параметрах затухания α ширина линии в АФ значительно, в $H_{E_1}/(H_0 + H_A)$ раз, больше, чем в ферромагнетике. Положение максимума кривой поглощения сдвигается относительно ω_0 на величину $\alpha^2 \omega_0$, к-рой обычно пренебрегают и отождествляют частоты А. р. и собств. частоты АФ.

В качестве примера нахождения собств. частот и мод колебаний А. р. рассмотрим одноосный двухподрешёточный АФ при $T=0$ К. Выражение для Φ удобнее записать, используя векторы антиферромагнетизма $L = M_1 - M_2$ и намагниченности $M = M_1 + M_2$, компоненты к-рых являются базисом неприводимых представлений двухподрешёточного А:

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{A}{2} L^2 + \frac{B}{2} M^2 + \frac{\alpha}{2} (L_x^2 + L_y^2) - (MH) \quad (7)$$

[квадратичный член (b/2) ($M_x^2 + M_y^2$)] и члены высшего порядка для простоты не учитываются]. В дальнейшем принято, что $|M_1| = |M_2| = M_0$, тогда $L^2 + M^2 = 4M_0^2$.

Осн. состояние АФ определяется путём минимизации энергии Φ по L и M . Если $\alpha > 0$, то в осн. состоянии в отсутствие поля $M=0$, а вектор L направлен вдоль оси кристалла Oz . В магн. поле $H_0 \perp Oz$ происходит небольшой скос подрешёток и $M \perp H_0 = H_0/B$. В магн. поле $H_0 \parallel Oz$ значение $M=0$ влёт до поля H_c , при

к-ром происходит опрокидывание подрешёток (спин-флип, см. Антиферромагнетизм):

$$H_C = H_{AE} = 2M_0 \sqrt{aB} = \sqrt{2H_A H_E}. \quad (8)$$

Здесь введены два эфф. поля — обменное поле $H_E = BM_0$ и поле анизотропии $H_A = 2|a|M_0$. При $H_0 = H_C$ вектор L устанавливается перпендикулярно Oz , возникает намагниченность $M_x = H_0/B$. Замена в (1) векторов M_1, M_2 на L и M даёт систему из 6 ур-ний, решения к-рых выглядят в виде:

$$L = L_0 + l e^{i\omega t} \quad \text{и} \quad M = M_0 + \mu e^{i\omega t} \quad (9)$$

(значения L_0 и M_0 соответствуют осв. состоянию, а l и μ — амплитуды колебаний при А. р.).

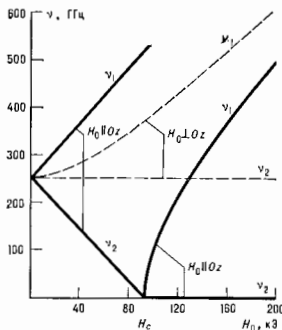


Рис. 1. Зависимость частоты $\nu = \omega/2\pi$ антиферромагнитного резонанса от магнитного поля H_0 для легкослоистого антиферромагнетика MnF_2 при $T = 4,2$ К и $H_A \ll H_E$, $H_C = H_{AE}$ — поле спин-флипа.

Собств. частоты (ω_1 и ω_2) для перечисленных осн. состояний являются корнями характеристич. ур-ний системы из 6 однородных ур-ний относительно l_k и μ_k .

При $H_0 \perp Oz$ и $H_0 < 2H_E$:

$$\omega_1 = \gamma \sqrt{H_A^2 E + H_0^2}, \quad \omega_2 = \gamma H_{AE} \sqrt{1 - H_0^2/2H_E^2}. \quad (10)$$

При $H_0 \parallel Oz$ и $H_0 < H_C$:

$$\omega_{1,2} = \gamma H_{AE} \pm \gamma H_0. \quad (11)$$

При $H_0 \parallel Oz$ и $H_0 > H_C$:

$$\omega_1 = \gamma \sqrt{H_0^2 - H_A^2 E}, \quad \omega_2 = 0. \quad (12)$$

В поле $H = H_E$ происходит схлопывание подрешёток (спин-флип). В больших полях резонанс наблюдается на одной частоте: $\omega = \gamma H_0$ (в приближении $H_A \ll H_0$). Зависимость собств. частот от магн. поля показана на рис. 1.

На рис. 2 показан вид свободных колебаний векторов L и M (относит. величина M сильно уменьшена) в легкоосном АФ при $H = 0$. Характерной особенностью прецессии векторов намагниченности подрешёток в этом случае являются тот факт, что даже в отсутствие веш. магн. поля подрешётки сжимаются и возникает намагниченность m , к-рая прецессирует (в фазе π в противофазе с L), оставаясь всё время перпендикулярной вектору L . Возникающий при свободных колебаниях снос подрешёток объясняет появление обменного поля H_E в ф-лах для собств. частот. Как видно из рис. 2, две моды колебаний отличаются направлением прецессии векторов L и M и проекций вектора m на ось Oz . Эта проекция и обуславливает, как видно из ф-лы (6), снятие вырождения при наложении магн. поля вдоль оси Oz . Круговая прецессия векторов намагниченности наблюдается только в легкоосном АФ (в слабом поле $H_0 \parallel Oz$). В большинстве случаев колебания векторов L и M носят более сложный характер.

Для АФ типа «лёгкая плоскость» (у них в осн. состоянии вектор L лежит в базисной плоскости) значение параметра a в (7) отрицательно ($a < 0$). В поле H_0 любого направления вектор L устанавливается перпендикулярно H_0 (в преобладание анизотропии в базисной плоскости) и намагниченность $M = H_0/B$. Собств. частоты свободных колебаний:

$$\omega_1 = \gamma H_0, \quad \omega_2 = \gamma H_{AE} \sqrt{1 - H_0^2/2H_E^2} \quad (\text{при } H_0 \perp Oz); \quad (13)$$

$$\omega_1 = \gamma \sqrt{H_{AE}^2 E + H_0^2}, \quad \omega_2 = 0 \quad (\text{при } H_0 \parallel Oz). \quad (14)$$

В легкоословостных АФ со слабым ферромагнетизмом в ф-лы для А. р. входит поле Дзялошинского H_D .

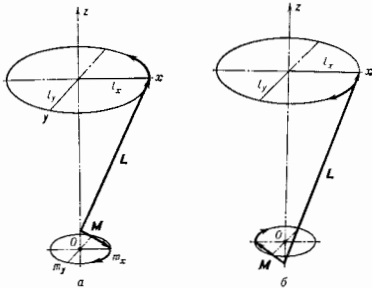


Рис. 2. Прецессия векторов L и M при антиферромагнитном резонансе в легкоосном антиферромагнетике: а — мода с большей частотой [знак + в формуле (11)]; $l_x = i l_y, m_x = i m_y$; б — мода с меньшей частотой [знак - в формуле (11)]; $l_x = -i l_y, m_x = -i m_y$.

В частоте, в ромбоидрич. АФ со слабым ферромагнетизмом

$$\omega_1 = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + H_D)}, \quad \omega_2 = \gamma H_{AE} \sqrt{1 + H_D(H_D + H_0)/H_A^2 E}. \quad (15)$$

Спектр А. р. для легкоословостных АФ со слабым ферромагнетизмом приведён на рис. 3. Схема колебаний векторов M и L для НЧ-ветви показана на рис. 4.

Наличие безактивн. ветви А. р. ($\omega_2 = \gamma H_0$) у легкоословостного АФ обусловлено общим св-вом систем

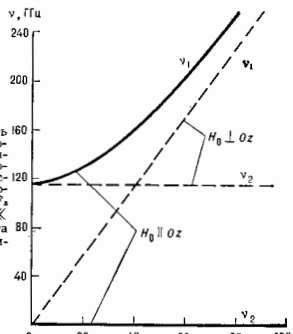
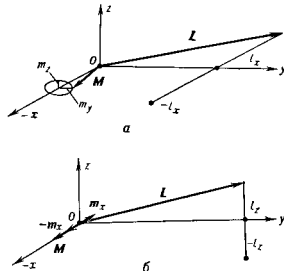


Рис. 3. Зависимость частоты ν антиферромагнитного резонанса от магнитного поля для легкоословостного антиферромагнетика $SbMnF_3$ при $T = 4,2$ К и $H_A \ll H_E$ (без учёта сверхтонкого взаимодействия).

со спонтанно нарушенной симметрией (теорема Голдстоуна). Установление упорядоченного состояния в легкоколеблющемся АФ приводит к спонтанному нарушению симметрии — в изотропной базисной плоскости появляется выделенное направление — направление вектора антиферромагнетизма L . Однако это направление ничем не зафиксировано, и вращение вектора L

Рис. 4. Колебания векторов L и M при антиферромагнитном резонансе в легкоколеблющемся антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом: а — пьезочастотная мода, $m_y/(H+H_D) = \pm \gamma m_x/H = -i\tau_z/2H\epsilon$; б — высокочастотная мода, $m_x/\sqrt{H+A} = i\tau_z/\sqrt{2H\epsilon}$.



в плоскости не влияет на энергию АФ. Поэтому частота колебаний в плоскости должна обращаться в нуль в отсутствие внеш. поля. Это же наблюдается и в состоянии с опрокинутыми подрешётками [и спин-флон фазе, ф-ла (2)].

Учёт слабого (по сравнению с M_0H_A и M_0H_E) взаимодействия, фиксирующего направление вектора L в базисной плоскости, приводит к появлению щели в спектре А. р. и вместо $\omega_1 = \gamma H_0$ ф-ла для резонансной частоты принимает вид

$$\omega_1 = \gamma \sqrt{H_0^2 + H_{\text{эфф}} H_E}, \quad (16)$$

где поле $H_{\text{эфф}}$ обусловлено разл. процессами, происходящими в кристалле при установлении в нём магн. упорядочения. Пока изучены два источника возникновения $H_{\text{эфф}}$ — спонтанная стрижия и упорядочение ядерных магн. моментов под действием сверхтонкого взаимодействия. Возникающее в результате спонтанной стрижии поле $H_{\text{эфф}}$ для ромбоэдрич. кристаллов может быть выражено через модули упругости (s_i) и константы магнитострикции (λ_{ijk}):

$$H_{\text{эфф}}^M, y = \frac{1}{M_0} \frac{4\lambda_{22}^2 s_x + \lambda_{22}^2 s_z - \lambda_{22} \lambda_{32} s_x}{4(s_{33} - s_{11}^2)}. \quad (17)$$

Хотя величина магнитоупругого поля $H_{\text{эфф}}^M$ мала ($\sim 1 \text{ Э}$), его действие, усиленное полем H_E , приводит к заметной щели в спектре А. р. для ряда АФ. Напр., в гематите ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) щель $\omega_{M,y} = \gamma \sqrt{2H_{\text{эфф}}^M H_E} \approx 3 \text{ ГГц}$.

Возникающая в результате сверхтонкого взаимодействия поле

$$H_{\text{эфф}}^S = N \mu_{\text{Я}}^2 A_0^2 M_0 / 3kT. \quad (18)$$

Здесь N — число магн. ионов в 1 см^3 , $\mu_{\text{Я}}$ — ядерный магн. момент, A_0 — безразмерная константа сверхтонкого взаимодействия. Эффект сверхтонкого взаимодействия проявляется при низких темп-рах. Для иона Mn^{2+} $H_{\text{эфф}}^S(3) = 9/T(\text{К})$ и при $T=4 \text{ К}$ в соединениях MnCO_3 и CaMnF_6 щель в спектре, возникающая в результате сверхтонкого взаимодействия, эквивалентна действию магн. поля $\approx 1 \text{ кГ}$ и составляет $\approx 3 \text{ ГГц}$.

В кубич. АФ встречаются в осн. два типа магн. структур. В структуре первого типа вектор L направлен вдоль кристаллографич. оси [100]. В этом случае и поле (1—5) кГ , направленное вдоль осей [100], векторы намагниченности подрешёток устанавливаются перпенди-

кулярно приложенному полю, и спектр А. р. подобен тому, к-рый наблюдается в опрокинутом легкоколеблющемся АФ. В слабых полях образец бывает разбит на $90^\circ T$ -домены (см. *Антиферромагнитные домены*) и наблюдается неск. линий А. р. В структуре 2-го типа вектор L лежит в одной из четырёх плоскостей типа (111). В этом случае с помощью магн. поля невозможно уничтожить T -домены и перевести АФ в однородное состояние. В любых полях, меньших поля схождения линий подрешёток (спин-флота), наблюдается неск. линий А. р. со сложной зависимостью их резонансных полей от угла между полем и кристаллографич. осью образца. Все линии от разных T -доменов сливаются в одну, когда $H_0 \parallel [100]$.

В орторомбич. АФ и кристаллах с более низкой симметрией наблюдаются две щели в спектре А. р. У них в отсутствие внеш. магн. поля наблюдаются две частоты А. р.: $\omega_1 = \gamma \sqrt{H_E H_{A1}}$ и $\omega_2 = \gamma \sqrt{H_E H_{A2}}$, где H_{A1} и H_{A2} — поля анизотропии относительно осей лёгкого намагничивания и оси, следующей за ней по значению энергии анизотропии.

Обычно $H_A \sim 10^3 - 10^4 \text{ Э}$ (кроме кубич. кристаллов), а обменные поля $H_E \sim 10^6 - 10^7 \text{ Э}$. Поэтому частоты А. р. меняются от 10 до сотен ГГц. Однако есть много АФ, в к-рых значения H_A и H_E на порядок больше. Частоты А. р. приходятся в этом случае на область дальнего ИК-диапазона, где их не всегда можно отличить от др. типов возбуждений.

Изучение спектров А. р. в достаточно широкой области частот и магн. полей даёт обширную информацию о магн. структуре, величинах обменного, изотропного, сверхтонкого, магнитоупругого и др. видов взаимодействия в антиферромагнетиках, а также о температурной зависимости этих взаимодействий. Изучение ширины линии А. р. в принципе позволяет раскрыть природу процессов релаксации магнетона в АФ.

Для наблюдения А. р. используются радиоспектрометры, аналогичные применяемым для изучения ЭПР, но позволяющие проводить измерения на высоких (до 1000 ГГц) частотах и в сильных (до 1 МГс) магн. полях. Наиболее перспективны спектрометры, в к-рых сканируется не магн. поле, а частота. Получили распространение оптич. методы детектирования А. р.

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Туров Е. А., Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; А. С. Воронин-Рожков.

АНТИЧАСТИЦЫ — элементарные частицы, имеющие те же значения масс, спинов и др. физ. характеристик, что и их «двойники» — «частицы», но отличающиеся от них знаками неких характеристик взаимодействия (*зарядка*, напр. знаком электрич. заряда).

Существование А. было предсказано Н. А. М. Дираком (Р. А. М. Dirac). Полученное им в 1928 квантовое релятивистское ур-ние движения электрона (см. *Дирака уравнение*) с необходимостью содержало решения с отрицат. энергиями. В дальнейшем было показано, что исчисление электрона с отрицат. энергией следует интерпретировать как возникновение частицы (той же массы) с положит. энергией и с положит. электрич. зарядом, т. е. А. по отношению к электрону. Эта частица — *позитрон* — открыта в 1932.

В последующих экспериментах было установлено, что не только электрон, но и все остальные частицы имеют свои А. В 1936 в космос. лучах были открыты μ -мезон μ^+ и его А. μ^+ , а в 1947 — π^+ - и π^- -мезоны, составляющие пару частица-А.; в 1955 в опытах на ускорителе зарегистрирован *антипротон*, в 1956 — *антинейтрон* и т. д. К наст. времени наблюдается А. практически всех известных частиц, и не вызывает сомнения, что А. имеются у всех частиц.

Существование с свойства А. определяются в соответствии с фундам. принципом квантовой теории поля — её инвариантностью относительно *CPT*-преобразования (см. *Теорема CPT*). Из *CPT*-теоремы следует, что масса,

спин и время жизни частицы и её А. должны быть одинаковыми. В частности, стабильным (относительно распада) частицам соответствуют стабильные А. (однако в веществе сколько-нибудь длительное существование их невозможно из-за аннигиляции с частицами вещества). Состояния частиц и их А. связаны операцией *зарядового сопряжения*. Поэтому частица и А. имеют противоположные знаки электрич. зарядов (и магн. моментов), имеют одинаковой *изотопический спин*, но отличаются знаком его третьей проекции, имеют одинаковые по величине, но противоположные по знаку *спинность, очарование, красноту* и т. д. Преобразование *комбинированной инверсии (СР)* снижает спиральность состояний частицы с состояниями А. противоположной спиральности. Частицам и их А. приспосабливаются одинаковые по величине, но противоположные по знаку барионное и лептонное числа.

Вследствие инвариантности относительно зарядового сопряжения (С-инвариантности) сильного и эл.-магн. взаимодействий связанные соответствующими силами составные объекты из частиц (атомные ядра, атомы) и из А. (ядра и атомы *антивещества*) должны иметь идентичную структуру. По той же причине совпадают структура адронов и их А., причём в рамках модели кварков состояния антибарионов описываются точно так же, как состояния барионов с заменой составляющих кварков на соответствующие им *антикварки*. Состояния мезонов и их А. отличаются заменой составляющих кварка и антикварка на соответствующие антикварк и кварк. Для *истинно нейтральных частиц* состояния частицы и А. совпадают. Такие частицы обладают определёнными *зарядовой чётностью (С-чётностью) и СР-чётностью*. Все известные истинно нейтральные частицы — бозоны (напр., π^0 , η , η' -мезоны — со спином 0, ρ^0 , ω , ϕ , $1/\phi$, Υ — со спином 1), однако в принципе могут существовать и истинно нейтральные фермионы (т. п. *майорановские частицы*).

Слабое взаимодействие не инвариантно относительно зарядового сопряжения и, следовательно, нарушает симметрию между частицами и А., что проявляется в различии лек-рых дифференц. характеристик их слабых распадов.

Если к.-л. из квантовых чисел электрически нейтральной частицы не сохраняется строго, то возможны переходы (осцилляции) между состояниями частицы и её А. В этом случае состояния с определённым несохраняющимся квантовым числом не являются собств. состояниями оператора энергии-импульса, а представляют собой суперпозиции истинно нейтральных состояний с опред. значениями массы. Подобное явление может реализовываться в системах $v-\bar{v}$, $n-\bar{n}$, $K^0-\bar{K}^0$ и т. п.

Само определение того, что называть «частицей» в паре частица-А., в значит. мере условно. Однако при данном выборе «частицы» её А. определяется однозначно. Сохранение барионного числа и процесса слабого взаимодействия позволяют по цепочке распадов барионов определить «частицу» в любой паре барион-антибарион. Выбор электрона как «частицы» в паре электрон-позитрон фиксирует (вследствие сохранения лептонного числа в процессах слабого взаимодействия) определённые состояния «частицы» в паре электронных нейтрино-антинейтрино. Переходы между лептонами разл. поколений (типа $\mu \rightarrow e$) не наблюдались, так что определение «частицы» в каждом поколении лептонов, вообще говоря, может быть произведено независимо. Обычно по аналогии с электроном «частицами» называют отрицательно заряж. лептоны, что при сохранении лептонного числа определяет соответствующие нейтрино и антинейтрино. Для бозонов понятие «частицы» может фиксироваться определением, напр., *энерзаряда*.

Рождение А. происходит в столкновениях частиц вещества, разогнанных до энергий, превосходящих порог рождения пары частица-А. (см. *Рождение пар*). В лаб.

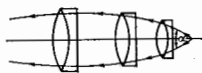
условиях А. рождаются во взаимодействиях частиц на ускорителях; хранение образующихся А. осуществляют в *накопительных кольцах* при высоком вакууме. В естеств. условиях А. рождаются при взаимодействии первичных космич. лучей с веществом, напр., атмосфера Земли, а также должны рождаться в окрестностях *пульсаров* и активных ядер галактик. Теоретич. астрофизика рассматривает образование А. (позитронов, антинуклонов) при аккреции вещества на *чёрные дыры*. В рамках совр. космологии рассматривают рождение А. при испарении первичных чёрных дыр малой массы.

При темп-рах, превышающих энергию покоя частиц данного сорта (используемая система единиц $\hbar=c=k=1$), пары частица-А. присутствуют в равновесии с веществом и эл.-магн. излучением. Такие условия могут реализовываться для электрон-позитронных пар в горячих ядрах массивных звёзд. Согласно теории горячей Вселенной, на очень ранних стадиях расширения Вселенной в равновесии с веществом и излучением находились пары частица-А. всех сортов. В соответствии с моделями *великого объединения* эффекты нарушения С- и СР-инвариантности в неравновесных процессах с несохранением барионного числа могли привести в очень ранней Вселенной к *барионной асимметрии Вселенной* даже в условиях строгого начального равенства числа частиц и А. Это даёт физ. обоснование отсутствию паблюдат. данных о существовании во Вселенной объектов из А.

Лит.: Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Нидерланды и а К., Фундаментальные частицы, пер. с англ., (М.И., 1965; Ли и П., Ву Ю. С., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Спирение и космология Вселенной, М., 1975. М. Ю. Усатов.

АПЕКС (от лат. apex — верхушка) движение и — точка небесной сферы, в к-рой направление скорость движения наблюдателя относительно к.-л. системы отсчёта. Если условного наблюдателя помещают в центр масс Земли или Солнца, то говорят соотв. об А. движения Земли или Солнца. А. орбитального движения Земли перемещается в течение года, оставаясь в плоскости её орбиты. Положение А. движения Солнца относительно ближайших звёзд (местного стандарта покоя) определяется путём статистич. обработки наблюдаемых собств. движений звёзд. Его приближённые координатные $\alpha=270^\circ$, $\delta=+30^\circ$. Соотв. скорость Солнца $\approx 19,4$ км/с. А. движения Солнца относительно окружающего межзвёздного газа имеет координаты $\alpha=258^\circ$, $\delta=-17^\circ$, соотв. скорость Солнца $22-25$ км/с. Точка небесной сферы, противоположная А., наз. а н т и п е к с о м.

АПЕРТУРА (от лат. apertura — отверстие) (апертурная диафрагма) — действующее отверстие оптич. системы, определяемое размерами линз, зеркал или оправ оптич. деталей. Угло в а я А. — угол α между крайними лучами конич. светового пучка, входящего в систему (рис.). Числовая А. равна $n \cdot \sin(\alpha/2)$, где n — показатель преломления среды, в к-рой находится объект. Освещённость изображения пропорциональна квадрату числовой А. Разрешающая способность прибора пропорциональна А. Т. к. числовая А. пропорциональна n , то для её увеличения рассматриваемые предметы часто помещают в жидкость с большей n (т. п. иммерсионную жидкость; см. *Иммерсионная система*).



АПЕРТУРНЫЙ СИНТЕЗ — метод получения высокого углового разрешения при использовании сравнительно небольших *линшек*, образующих совокупность *радиointерферометров*, сигналы с выходов к-рых подвергаются соотв. обработке. В более широком смысле А. с. — метод восстановления по отд. измерениям пространственного распределения полей (для некогерентных волн) — пространственной функции корреляции, излучаемых или рассеиваемых к.-л. источником или

объектом. Системы А. с. представляют собой антенны с обработкой сигналов и применяются в радиолокации и радиоастрономии. В радиолокации распространены системы с искусств. апертурой, для создания к-рых используется перемещение антенны, а сигнал обрабатывается в процессе этого движения методом когерентного накопления. В радиоастрономии исследуется в осн. некогерентное излучение.

Особенности А. с. рассматриваются ниже на примере радиостр. систем в связи с задачами исследования углового распределения радиояркости источников с той-кой структурой от угловых минут до долей секунд. Для этих исследований необходима антенна с отношением $D/\lambda \sim 10^3 \div 10^6$ (λ — длина волны, D — линейный размер апертуры), поэтому, напр., в диапазоне сантиметровых волн требуется D порядка сотен метров и более. Традиц. антенны с апертурой такого диаметра реализовать практически невозможно. Поэтому применяют антенные системы с т. н. незаполненной апертурой, достигая высокого углового разрешения путём обработки излучений в отд. точках или участках, расположенных внутри синтезируемой апертуры. Эти измерения могут быть последовательными во времени или одновременными (последовательный или параллельный синтез) либо сочетать оба вида синтеза.

Последовательный синтез можно пояснить, основываясь на аналогии с *линейной решёткой*. Если на синфазную антенную решётку падает плоская волна, то сигнал в приёмнике определяется суперпозицией токов, наводимых в каждом элементе решётки. При нормальном падении все токи складываются синфазно. Если волна падает под углом к нормали, фаза токов вдоль решётки изменяется линейно, что и обуславливает направленность приёма. Путём соотв. управления фазами токов в отд. элементах осуществляют сканирование луча антенны. Все эти эффекты можно получить с помощью системы, состоящей в простейшем случае только из двух антенн: неподвижной и подвижной, последовательно занимающей места расположения элементов эквивалентной решётки. Измеряя комплексные коэф. корреляции токов, наводимых в обеих антеннах, и проводя соотв. обработку (обычно линейное преобразование, чаще всего в виде построения усечённого ряда Фурье с несомыми коэф.), можно в итоге получить то же угловое разрешение, что и при использовании многоэлементной решётки. Этот метод предложен в 1959 М. Райл (M. Ryle) для получения радиоизображения стр. источников. На спектральном языке ему можно придать следующую интерпретацию. Радиоизображение, т. е. угловое распределение радиояркости, представляется в виде Фурье-разложения по *пространственным частотам* с безразмерным (в масштабе λ) периодом. Амплитуда и фаза каждой гармоника измеряются двухэлементным радиоинтерферометром с переменной базой. Текущая длина базиса d определяет частоту гармоник d/λ , к-рую выделяет радиоинтерферометр. Последоват. серия измерений с базами разной длины и ориентации позволяет определить необходимый набор гармоник и восстановить распределение радиояркости источника с разрешением $\lambda/d_{\text{макс}}$, где $d_{\text{макс}}$ — макс. величина базиса.

Т. о., элементарной ячейкой системы последоват. А. с. является двухэлементный радиоинтерферометр, к-рый можно рассматривать как фильтр пространственных частот с узкой полосой пропускания на частоте d/λ . В системах А. с. двухэлементный радиоинтерферометр играет ту же роль, что и резонансный контур в радиотехн. устройствах. Полоса этого контура определяется формой пространственно-частотной характеристики антенн, входящих в состав радиоинтерферометра, поскольку любую антенну со сплошной апертурой можно рассматривать как фильтр языков пространственных частот с граничной частотой D/λ , где k -ой спектр «обрезается» (т. е. наименьший регистрируемый пространственный период равен λ/D , что соответствует $F_{\text{эле}}$

критерию разрешения; см. *Антенна*). Для изменения длины базиса (в проекции на небесную сферу) часто используют вращение Земли (метод сулерса и т. п.). Синтезируемая при этом апертура в общем случае заполняется эллиптич. дугами. Недостатками системы последоват. А. с. являются большое время наблюдения и невозможность изучения источников, параметры к-рых изменяются за время перемещения антенн.

Параллельный синтез осуществляется с помощью радиоинтерферометров со стационарными антеннами, позволяющих получать информацию обо всех спектральных составляющих одновременно и исследовать не только стационарные, но и переменные во времени процессы. Обычно в многоэлементных системах диаграмма направленности содержит лепестки, характерные для

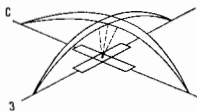
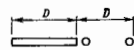


Рис. 1.

Рис. 2.



любой дифракц. решётки, но частично подавляемые за счёт диаграмм отд. элементов, их расположения и методов обработки. С помощью подобных систем можно исследовать лишь источники с угловыми размерами, меньшими углового расстояния между соседними элементами. Многоэлементность исключается с помощью спец. методов приёма и обработки, реализуемых, в частности, в кресте Миллса (или Т- и Г-образных системах) и комаунд-интерферометрах. Крест Миллса (рис. 1) состоит из двух односторонних антенн (напр., параболич. цилиндров или решёток излучателей), расположенных в виде креста, а комаунд-интерферометры — из существенно разных по геом. размерам и форме антенн [напр., односторонней антенны и двухэлементного (рис. 2) или многоэлементного интерферометра]. Сигналы от антенн перемножаются и усредняются, выделенным в приёмнике оказывается лишь сигнал, попадающий в пересечение диаграмм отд. антенн. В результате диаграмма направленности содержит один гл. лепесток, ширина к-рого определяется протяжённостью системы. Так, ширина лепестка креста Миллса такая же, как у диаграмм направленности односторонних антенн, составляющих крест, а у N -элементного комаунд-интерферометра — как у линейной решётки длиной $2ND$; в комаунд-интерферометрах часто вместо односторонней антенны используют набор небольших антенн, на рис. 3 изображено одно плечо комаунд-интерферометра во Флёрсе (Австралия).

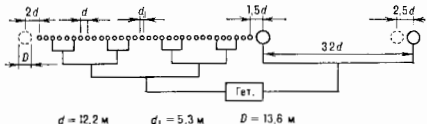


Рис. 3.

Системы А. с. различаются по своим пространственно-частотным характеристикам. На рис. 4—9 приведены области регистрируемых системами А. с. пространственных частот на плоскости u, v : для креста Миллса, Т- и Г-образных систем (рис. 4, заштрихованная часть), кольца (рис. 5), разл. типов радиоинтерферометров — многоэлементного (рис. 6), креста и полукреста Христиансена (рис. 7), трёхэлементного и многоэлементного комаунд-интерферометров (рис. 8) и, наконец, систем последоват. А. с. с подвижными элементами (сплет Т-образной системы, радиоинтерферометра и круговой апертуры, рис. 9). Пунктиром обозначена область

частот, регистрируемых соответствующей сплошной апертурой. Из рис. 4 видно, что в кресте Мидельса и его модификациях одновременно принимается весь спектр пространственных частот в пределах области, соответствующей сплошной апертуре, т. е. крест, как и сплошная апертура, имеет диаграмму направленности в виде

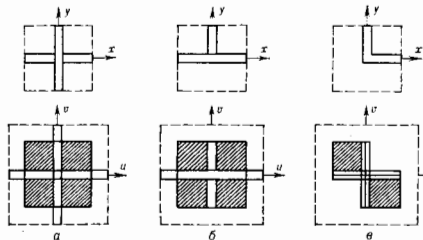


Рис. 4.

узкого, «карандашного» луча и непосредственно измеряет яркостное распределение. В многоэлементных системах с неподвижными антеннами, как видно из рис. 5—8, можно также реализовать «карандашный» луч, если набор регистрируемых частот на плоскости u, v непрерывно занимает какую-то область (напр., в кольце

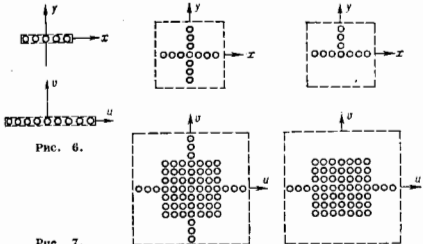


Рис. 6.

Рис. 7.

и в компаунд-интерферометрах). Подобные системы непосредственно измеряют яркостную тему-ру, хотя позволяют находить и пространственные частоты. Накопленные системы с подвижными элементами (рис. 9) измеряют только спектральные компоненты распределения.

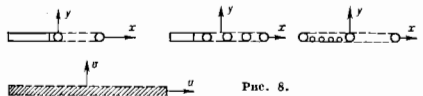


Рис. 8.

Трудности, возникающие при создании систем А. с., связаны в осн. с обеспечением высокой точности установки и контроля положения антенны (допустимая погрешность обычно не должна превышать $10^{-2}\lambda$) и фазостабильности связи между антеннами и центр. пунктом управления и обработки (допустимая погрешность в сдвиге фаз — единицы градусов). Обычно в системах А. с. используют т. н. зависимые гетеродионы (т. е. гетеродионы в приёмниках антенн, синхронизируемые общим гетеродином из центр. пункта). Связь между ге-

теродином осуществляется с помощью коаксиальных, волноводных, радиорелейных и т. н. линий передачи.

Крупнейшей системой А. с. с непосредств. связью между гетеродионами является VLA (Very Large Array), созданная в США в 1981. Из других крупных систем А. с. выделяются инструменты в Вестерборке (Нидерланды), Кембридже (Великобритания), Грин-Бэнке и Калифорнии (США). Т-образная система в Харькове. Одна из наиб. крупных систем А. с. с радиорелейной связью — многоантенная радиорелейная система А. с., объединяющая 6 крупных радиотелескопов Великобритании в единую систему А. с. с базами от 7 до 134 км.

В связи с развитием техники радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами, использующей независимые гетеродионы, всё большее распространение приобретают глобальные взаимные системы А. с., объединяющие крупнейшие радиотелескопы в разл. странах в

единую радиоинтерферометрич. сеть. Достижимое при этом угловое разрешение составляет 10^{-4} угловых секунд. Разработаны проекты взаимно-колич. систем А. с. с независимыми гетеродионами и с зависимыми, управляемыми через ИСЗ, возможности к-рых по разрешению и чувствительности чрезвычайно велики. Конкретные

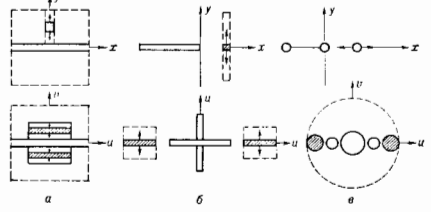


Рис. 9.

системы А. с. описаны в ст. *Антенна радиотелескопа и Радиоинтерферометр.*

Лит.: Есенина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н., Радиотелескопы и радиометры, М., 1973; Алгоритмы систем в радиоастрономии, «Изв. вузов. Радиофизика», 1983, т. 26, № 11; Ryle M., Hewish A., The synthesis of large radio telescopes, «Mon. Notices Roy. Astron. Soc.», 1960, v. 120, p. 220; Swenson G. W., Mathur N. C., The interferometer in radioastronomy, «Proc. IEEE», 1968, v. 56, № 12, p. 2111.

АПЛНАТ — оптич. система, создающая вследствие исправления сферической аберрации и комы резкое изображение в пределах поля, ограниченного лишь допустимыми пределами астигматизма и кривизны изображения. А. используются в качестве объективов зрительных труб и микроскопов. Простейший А. состоит из двух склеенных между собой положительной и отрицательной линз.

Лит. см. при ст. *Аберрации оптических систем.*

А. П. Грозманный.

АПОДИЗАЦИЯ — действие над оптич. системой, приводящее к изменению распределения интенсивности в дифракц. изображении светящейся точки. Свободный от аберраций оптич. система даёт изображение точки в виде ряда concentрических тёмных и светлых колец. Созданная с помощью фильтра соотв. распределение амплитуды и фаз на входном зрачке оптич. системы, искусственно ослабляют волну на периферийных участках,

устраивая ближайшие к центру один-два светлых дифракц. кольца.

В спектрокопии А. облегчает обнаружение спутников спектральных линий, в астрономии — разрешение двойных звезд с сильно различающейся видимой яркостью.

Лит.: Маршалль А., Франсон М., Структура оптического изображения, пер. с франц., М., 1964.

Г. Г. Словарев.

АПОСТИЛЬБ (асб) — устремленная единица яркости;

1 асб = $1/\lambda \cdot 10^{-4}$ стильб = $0,3183 \text{ вэд/м}^2 \cdot 10^{-4}$ ламберт.

АПОХРОМАТ — оптич. система, отличающаяся от ахромата более совершенным исправлением хроматических aberrаций, и в первую очередь исправлением вторичного спектра, к-рый проявляется в несовпадении плоскости резкого изображения для лучей нек-рой длины волны λ_2 с совмещёнными в результате ахроматизации изображениями для лучей длин волн λ_1 и λ_2 при $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_2$. Радикальным средством для апохроматизации линзовых оптич. систем является применение пары оптич. материалов, обладающих существенно разл. дисперсиями $n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$ и равными или близкими по числовым значениям относ. частными дисперсиями $(n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2})/(n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2})$. Такими свойствами обладает, в частности, пара: флюорит (CaF₂) и стекло из группы «особый флинт». А. по сравнению с ахроматами либо применяется в более широкой области спектра, либо при одинаковой области спектра создают более совершенное изображение. Наиб. широко А. используются в качестве объективов для микроскопов.

Лит. см. при ст. *Аберрации оптических систем*.

А. П. Грамматин.

АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ — характеристика линейного измерит. устройства, устанавливающая связь измеренной величины на выходе устройства с истинным значением этой величины на его входе. Наиб. часто с помощью А. ф. характеризуют *спектральные приборы*. Математически А. ф. определяется из ур-ния

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} a(x-x') \varphi(x') dx', \quad (*)$$

где $f(x)$ — измеренное распределение физ. величины, $\varphi(x)$ — истинное распределение, $a(x)$ — А. ф. Во мн. исследованиях возникает задача вычисления истинного распределения $\varphi(x)$ по измеренному $f(x)$ и известной А. ф. Эта задача сводится к решению интегрального ур-ния (*) относительно ф-ции $\varphi(x)$. Для решения ур-ния

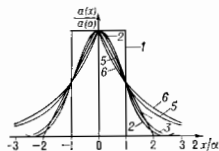


Рис. 1. Аппаратные функции различных форм.

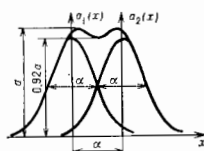


Рис. 2.

(*) применяется преобразование Фурье, при этом решение может быть найдено только для немногих видов ф-ции $f(x)$ и $a(x)$. Это возможно, в частности, если эти ф-ции имеют вид дисперсионной и гауссовой кривых (рис. 1, кривые 5, 3). Во многих случаях применяются разнообразные приближённые методы вычисления.

А. ф. может быть рассчитана теоретически по известным параметрам измерит. устройства, однако это представляет собой достаточно сложную задачу и даёт, как правило, приближённые результаты. Поэтому очень часто А. ф. определяют эксперим. путём. Так, А. ф. оптич. спектрометра может быть измерена с достаточно большой точностью, если для освещения входной щели использовать излучение с выхода др. спектрометра с

известной А. ф., на 1—2 порядка меньшей ширины, чем у данного, либо использовать источник с узкой спектральной линией, в окрестностях к-рой перестраивается (по длине волн, частотам или обратным сантиметрам) спектрометр с измеряемой А. ф. При таком измерении форма и ширина А. ф. будут определены точнее, чем расчётным путём, т. к. при этом учитываются даже несчётные юстировки, к-рые никак не могут быть учтены при расчёте. Рассчитанная или измеренная А. ф. реальных приборов на практике аппроксимируется с помощью ряда ф-ций; графики наиболее часто используемых ф-ций приведены на рис. 1.

$$1 - \text{целоеобразная } a(x) = \begin{cases} \frac{1}{\alpha} & \text{при } \frac{|x|}{\alpha} < \frac{1}{2}; \\ 0 & \text{при } \frac{|x|}{\alpha} > \frac{1}{2}; \end{cases}$$

$$2 - \text{дифракционная } a(x) = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{\sin(\pi x/\alpha)}{\pi x/\alpha} \right]^2, \quad \alpha = 0,886\lambda_0$$

$$3 - \text{гауссова } a(x) = \frac{\sqrt{\lambda_0}}{\alpha} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left\{ -4 \ln 2 \frac{x^2}{\alpha^2} \right\};$$

$$4 - \text{треугольная } a(x) = \begin{cases} \frac{1}{\alpha} (1 - \frac{|x|}{\alpha}) & \text{при } \frac{|x|}{\alpha} \leq 1; \\ 0 & \text{при } \frac{|x|}{\alpha} > 1; \end{cases}$$

$$5 - \text{дисперсионная } a(x) = \frac{\alpha/\lambda_0}{x^2 + (\alpha/2)^2};$$

$$6 - \text{экспоненциальная } a(x) = \frac{\ln 2}{\alpha} \exp \left\{ -2 \frac{|x|}{\alpha} \ln 2 \right\}.$$

Все графики приведены к одной и той же ширине α . Под шириной А. ф. понимают разность абсцисс, при к-рых значения ф-ции в 2 раза меньше её макс. значения. Часто ширину А. ф. наз. «полушириной», иногда «спектральной шириной щели» или реже «спектральной шириной А. ф.». Ширина А. ф. характеризует разрешающую способность спектрометра. Действительно, если расположить на расстоянии ширины две кривые, напр. гауссовой формы (рис. 2), их суммарная отгибающая обладает минимумом в центре, составляющим 0,92 от её максимума. При этом можно считать, что две регистрируемых близко излучения или поглощения разрешены. Т. о., приближённо предельное разрешение прибора равно предельно малой ширине его А. ф. При увеличении ширины А. ф. соответственно ухудшается разрешение.

А. ф. оптич. прибора, создающего изображение (телескоп, микроскоп и др.), описывает распределение освещённости в создаваемом прибором изображении бесконечно малого (точечного) источника излучения. Идеальный оптич. прибор изображает точечный источник излучения в виде точки $\varphi(x, y)$, его А. ф. везде, кроме этой точки, равна нулю. Реальные оптич. приборы изображают точку в виде пятна рассеянной энергии; А. ф. таких приборов не равна нулю в области конечных размеров $f(x, y)$. Величина этой области и вид А. ф. для разных приборов различны. В безабберационных приборах величина А. ф. определяется *дифракцией света* и может быть рассчитана для разных форм апертурной диафрагмы. Угловые размеры области, в к-рой А. ф. отлична от нуля, по порядку величины равны λ/D , где λ — длина волны, D — размер входного зрачка (см. также *Дифракционная расходимость*). Аберрации и дефекты изготовления оптич. деталей приводит к дополнит. расширению области, в к-рой А. ф. отлична от нуля. Площадь конечных размеров $f(x, y)$, к-рую занимает изображение точечного источника реальным прибором, является в этом случае А. ф. этого оптич. прибора $a(x, y)$. Расчёт А. ф. при наличии aberrаций очень сложен и практически не всегда возможен, поэтому часто её определяют эксперим. путём. А. ф. позволяет оценить разрешающую способность оптич. прибора: чем шире А. ф., тем хуже разрешение, так же как и для спектрометра. В табл. приводятся разрешающая способность и А. ф. нек-рых оптич. приборов.

Прибор	Разрешающая способность, эВ	Аппаратная функция, эВ
Фотоаппарат	50	$2 \cdot 10^{-3}$
Репродукционный объектив	500	$3 \cdot 10^{-3}$
Микроскоп	5000	$0,2 \cdot 10^{-3}$
Телескоп	5000	$0,3 \cdot 10^{-3}$

А. ф. является не только и не столько критерием разрешения, сколько характеристикой прибора, знание которой позволяет вычислить истинное распределение в спектре величины, характеризующей изучаемое явление.

Лит.: Раутиан С. Г. Реальные спектральные приборы. «УФН», 1958, т. 60, с. 475; Хвиревич А. А., Сикетрич Я. А. Избр. труды, т. 2, М., 1973; О. Д. Дмитриевской, **АПЕЛЛА УРАВНЕНИЯ** — дифференциальные уравнения движения любой механич. системы с голономными или неголономными связями (см. *Связи механические*). Предложены П. Э. Аппелем (P. E. Appell) в 1899.

А. у., число к-рых равно числу степеней свободы системы, имеют вид

$$\frac{d^2 q_i}{dt^2} = Q_i \quad (i=1, 2, \dots, k), \quad (1)$$

где q_i — вторые производные по времени от независимых между собой обобщенных координат системы q_i ; Q_i — обобщенные сил., соответствующие этим координатам; S — т. н. энтальпия ускорения:

$$S = \frac{1}{2} \sum_{v=1}^n m_v \dot{v}_v^2 = \frac{1}{2} \sum_{v=1}^n m_v (\dot{x}_v^2 + \dot{y}_v^2 + \dot{z}_v^2); \quad (2)$$

здесь n — число точек системы, m_v, x_v, y_v, z_v — их массы, ускорения и декартовы координаты соответственно. Для составленной А. у. следует все x_v, y_v, z_v выразить через q_j (при связях, зависящих от времени, в эти выражения войдет ещё и время t) и представить S в виде ф-ции от всех $q_j, \dot{q}_j, \ddot{q}_j$ и t .

Обычно А. у. применяют для изучения движения негалономных систем. В этом случае $k=e-r$, где e — число обобщенных координат q_j , а r — число неинтегрируемых дифференц. соотношений

$$A_{1p} \dot{q}_1 + A_{2p} \dot{q}_2 + \dots + A_{sp} \dot{q}_s + B_p = 0 \quad (3)$$

($p=1, 2, \dots, r$), к-рым должно удовлетворять обобщенные скорости \dot{q}_j (A_{jp} и B_p — известные ф-ции координат q_j и времени t). Ур-ния (1) вместе с (3) и образуют систему e дифференц. ур-ний, к-рые служат для определения координат q_j . В случае *голономных систем* предельно-возможное пользование **Лангранжа уравнениями** движения, т. е. входящими в них величинами кинетич. энергии системы выражается через обобщенные координаты значительно проще, чем энергии ускорения.

Лит.: А. и н. д. П., Теоретическая механика, пер. с франц., т. 2, М., 1960, с. 332; Бухгольц Н. Н., Основой курс теоретической механики, ч. 2, 6 изд., М., 1972, с. 97. С. М. Торс.

АРГОН (Argon), Ar., — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, инертный бесцветный газ, ат. номер 18, ат. масса 39,948. А. содержится в атм. воздухе (0,93%) и состоит из трёх стабильных изотопов: ^{36}Ar (0,337%), ^{38}Ar (0,063%) и ^{40}Ar (99,600%). Конфигурация внеш. электронной оболочки $3s^2 3p^6$. Энергии последовательных ионизаций соответственно равны 15,759; 27,63 и 40,91 эВ. Ван-дер-ваальсов радиус А. 0,192 нм.

Плотность А. при нормальных условиях 1,7839 кг/м³, $t_{\text{пл}} = -189,3^\circ\text{C}$, $t_{\text{кип}} = -185,9^\circ\text{C}$ (при нормальном давлении). Теплота плавления 1,176 кДж/моль, теплота испарения 6,523 кДж/моль, плотность жидкого А. 1,401 кг/дм³, твердого (-233°C) — 1,665 кг/дм³, $t_{\text{крист}} = -122,43^\circ\text{C}$, $p_{\text{крист}} = 4,86$ МПа, критич. плотность 0,5308 кг/дм³. Тройная точка: 83,78 К, 68,9 кПа.

Хим. соединения А. неизвестны. А. образует соединения включения (клатраты) с веществами, размеры полостей в кристаллич. решетках к-рых примерно равны размерам атома А. Атомы А. могут образовывать т. п. *ван-дер-ваальсовы молекулы*. А. наполняют разрядные трубки (сине-голубое свечение), на определении отношения концентрации ^{40}Ar и ^{39}Ar основан один из методов определения возраста минералов, А. применяют в активных средах лазеров.

Лит.: Фастовский В. Г., Ровинский А. Е., Петровский Ю. В., Инертные газы, М., 1964; Бердников С. С., Инертные газы вчера и сегодня, М., 1966.

С. С. Бердников, **АРГОНЫП ЛАЗЕР** — см. в ст. *Газоразрядные лазеры*.

АРГУМЕНТА ПРИНЦИП — утверждение, согласно к-рому при однократном обходе вдоль замкнутой контура аргумент *аналитической функции*, отнесенный к 2π , получает приращение, равное разности между числом нулей и числом полюсов этой ф-ции внутри контура. Предполагается, что контур лежит в области аналитичности рассматриваемой ф-ции, что ф-ция не обращается в нуль на контуре и что внутри контура у неё нет никаких других особенностей, кроме, быть может, полюсов. Обход контура производится в направлении против часовой стрелки, а каждый нуль или полюс подсчитывается с учётом его кратности. Термин «аргумент» употребляется здесь в обычном для комплексных чисел смысле: если $f = |f| \exp(i\varphi)$, то $\arg f = \varphi$. А. п. вытекает из теоремы о логарифмич. вычете.

А. п. играет существен. роль в геом. теории аналитич. ф-ций, при исследовании нулей ф-ции, в теории устойчивости динамич. систем. **В. И. Завалов.**

АРЕОМЕТР — прибор для измерения плотности жидкостей и твёрдых тел. Подробнее см. *Плотномер*.

АРОМАТ (англ. flavour) в теории элементарных частиц — характеристика типа *кварка*. Каждому из шести известных кварков (u, d, s, c, b, t) отвечает свой А. (напр., *странность, очарование, прелесть*). А. сохраняется в сильном и эл.-магн. взаимодействиях и не сохраняется в слабом.

АРХИМЕДА ЗАКОН — закон статич. жидкостей и газов, согласно к-рому на весное тело, погружённое в жидкость (или газ), действует со стороны этой жидкости (газа) выталкивающая сила, равная весу вытесненной телом жидкости (газа), направленная по вертикали вверх и приложенная к центру тяжести вытесненного объёма. Выталкивающую силу так же архимедовую или гидростатич. подъёмной силой. Давление, действующее на погружённое в жидкость тело, увеличивается с глубиной погружения, поэтому сила давления на ниж. элементы поверхности тела больше, чем на верхние. В результате сложения всех сил, действующих на каждый элемент поверхности, получается равнодействующая F , направленная по вертикали вверх. Если же тело плотно лежит на дне, то давление жидкости только сильнее прижимает его ко дну.

Если вес тела меньше выталкивающей силы, то тело всплывает на поверхность до тех пор, пока вес вытесненной погружённой частью тела жидкости не станет равным весу тела. Если вес тела больше выталкивающей силы, тело тонет; если же вес тела равен ей, тело плавает внутри жидкости.

А. з. — основа теории *плавания тел*. Открыт Архимедом (Archimédès) в 3 в. до н. э.

АРХИМЕДА ЧИСЛО — *подобия критерий* двух гидродинамич. или тепловых процессов, при к-рых выталкивающая сила (см. *Архимеда закон*) и сила вязкости будут определяющими:

$$Ar = g \frac{l^3 \rho - \rho_1}{\nu^2},$$

где l — характерный линейный размер, ν — коэф. кинематич. вязкости, ρ и ρ_1 — плотность среды в двух точках, g — ускорение свободного падения. Если изменение плотности вызвано изменением темп-ры ΔT , то $(\rho - \rho_1)/\rho_1 = \beta \cdot \Delta T$ (β — коэф. объёмного расширения)

и Архимеда число превращается в *Грассофа число*: $C_r = (g^{1/2}/v^2) \cdot \beta \cdot \Delta T$.

АРХИТЕКТУРНАЯ АКУСТИКА (акустика помещений) — область акустики, в к-рой изучаются закономерности распространения звуковых волн в помещениях с целью создания приёмов и методов проектирования аудиторий и залов разл. назначения, обеспечивающих в них условия хорошей слышимости речи и музыки.

Акустич. процессы (поведение звука) в помещениях рассматриваются с позиций *геометрической акустики* или более строгой волновой теории. В последнем случае воздушный объём помещения представляется как систему, имеющую ряд собств. колебаний, каждое из к-рых характеризуется своим показателем затухания. В области НЧ собств. колебания отделены друг от друга по частотам сравнительно большими интервалами, т. е. спектр собств. частот имеет дискретную структуру. В области ВЧ спектр уплотняется и число собств. колебаний быстро увеличивается. Стационарные, установившиеся колебания воздуха в помещении можно рассматривать как сумму стоячих волн с собств. частотами помещения. При выключении источника звука стоячие волны исчезают не сразу. Их энергия уменьшается со временем по экспоненц. закону. Процесс затухания свободных колебаний в помещении наз. *реверберацией*. Когда плотность энергии и интенсивность звука равномерно распределены по помещению, звуковое поле наз. *диффузным*.

Расчёт акустики помещений больших размеров обычно производится методами геом. акустики, к-рые достаточно точны при условии, что длины звуковых волн значительно меньше размеров отражающих поверхностей плоских элементов помещения и радиусов кривизны искривлённых элементов. Отражения звуковых лучей от отражающих поверхностей описываются с помощью мнимых источников звука, к-рые расположены зеркально к отражающим поверхностям и мощность к-рых предполагается уменьшенной пропорционально коэф. отражения для данной поверхности. Зная скорость распространения звука, определяют запаздывание отражённых звуковых лучей по отношению к прямому и строят картину распространения звуковых лучей, позволяющую выявить разл. акустич. дефекты помещения. После выключения источника интенсивность звука в помещении постепенно убывает из-за поглощения при отражениях от отражающих поверхностей, т. е. происходит реверберация. Согласно статистич. теории, в помещении возникает звуковое поле, близкое к диффузному, к-рое характеризуется тем, что во всех его точках усреднённое во времени уровень звукового давления и поток звуковой энергии по любому направлению постоянны. Статистич. теория возможна при известных средних коэф. звукопоглощения

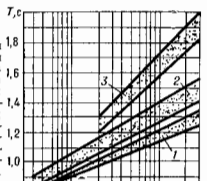


Рис. 1. Оптимальные значения времени реверберации T для залов различного назначения в зависимости от их объёма V и частоты f : 1 — лекционные залы, залы педagogических помещений, вокалов; 2 — залы драматических театров, залы многоцелевого назначения средней вместимости, кинотеатры; 3 — залы театров оперы и балета, концертные залы.

отражающих поверхностей и известной средней длине свободного пробега звуковых волн получить расчётные ф-лы времени реверберации T , величина к-рого зависит от объёма помещения и звукопоглощения в нём. Акустич. качество помещения определяется в первую очередь временем реверберации и его частотной характе-

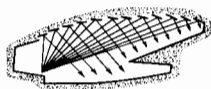
ристикой. Установлено, что гулкость помещения наилучшим образом оценивается нач. участком нослезвучания (используя 10–15 дБ) — «время реверберации по раннему спаду». Оптимальное значение T зависит как от назначения зала (характера звучания) (рис. 1), так от его объёма.

Значит, влияние на слышимость речи или на звучание музыки оказывает структура первых отражений звука, определяемая их уровнями и временем запаздывания по сравнению с прямым звуком. Необходимо различать две качественно неравноценные части реверберации сигнала. Первая (начальная) часть содержит эхо-сигналы с относительно небольшим запаздыванием; она играет полезную роль, усиливая первичный сигнал и обогащая его звучание. Вторая (последняя) часть при недостаточности малых уровней создаёт заметную помеху восприятию, снижая чёткость сигнала. Для достижения высокого акустич. качества концертных залов важное значение имеет степень диффузности звукового поля.

Как критерий акустического качества зала наиболее часто используются запаздывание прихода первого отражения по сравнению с прямым звуком, к-рое не должно превышать 0,02–0,03 с. При разнице во времени прихода прямого и отражённого сигналов более 0,05 с человек воспринимает отражённый звук как эхо. В залах, предназначенных для слушания речи (аудитории, драматич. театры), эхо. значение имеет артикуляция, к-рая оценивается в процентах правильно понятых слов или слогов по отношению ко всем произнесённым. Акустич. качества музыкальных залов оцениваются такими критериями, как ясность, пространственность, громкость, тембр музыкального звучания.

Задача А. — выбор такой формы помещения и акустич. импеданса его ограждений, чтобы помещение

Рис. 2. Форма потолка зала, обеспечивающего равномерное распределение отражённого звука.



являлось, насколько возможно, равномерной системой для передачи звука и в то же время не теряло полностью эффекта усиления звука за счёт отражений от внутр. поверхностей. Выбор формы зала — основа обеспечения равномерного распределения звуковой энергии по площади слушательских мест и создания мало запаздывающих (полезных) первых отражений (рис. 2). Форма отражающих поверхностей должна быть такой, чтобы не происходила концентрация отражённого ими звука. Для залов ср. вместимости отношение длины зала к ср. ширине и отношение ср. ширины к ср. высоте целесообразно принимать не более 2. Оптим. время реверберации при заданном объёме зала достигается расположением звукопоглощающих материалов и конструкций на его поверхностях. Для повышения степени диффузности большие гладкие поверхности зала расчленены декоративными или конструктивными элементами.

Испытания акустич. качеств залов и аудиторий проводятся как в натуральных условиях, так и методами физ. или зл.-акустич. моделирования или с помощью ЭВМ. В залах средней и большой вместимости применяются зл.-акустич. системы звукоусиления, искусство реверберации и имитации звуковых отражений.

Лит.: Контрив Л., Акустика в строительстве, пер. с франц., М., 1960; Гайус К., Архитектурная акустика, пер. с нем., М., 1963; Ковригиц С. Г., Архитектурно-строительная акустика, М., 1980; Келли Г. Г., Room Acoustics, 2 ed., L., 1979. Г. Л. Осипов.

АСИММЕТРИЧЕСКАЯ СВОБОДА в квантовой теории поля — свойство нек-рых моделей взаимодействия частиц, выражающееся в том, что интенсивность взаимодействия двух частиц, характеризующаяся эффективным зарядом (эфф. константой взаимодействия), стремится к нулю с ростом передатчи импульса,

т. е. (согласно соотношению неопределённости) с приближением частиц друг к другу. Это означает, что в пределе $|Q^2| \rightarrow \infty$, где Q^2 — квадрат переданного 4-импульса, частицы ведут себя почти как свободные (не взаимодействующие). Свойства А. с. имеют теоретическое обоснование. Важный пример таких теорий — *квантовая хромодинамика*, т. е. теория сильного взаимодействия цветных кварков и глюонов, в к-рой асимптотич. поведение эфф. заряда $\alpha_s(Q^2)$ (аналогия *точной структуры постоянной* α в квантовой электродинамике) описывается выражением:

$$\alpha_s(Q^2) \sim 4\pi/(11 - 2/3n_f) \ln(|Q^2|/\Lambda^2),$$

где n_f — число типов (или ароматов) кварков (пока известно шесть), Λ — фундамент. размерный параметр сильного взаимодействия, эксперим. значение к-рого составляет 100–200 МэВ/с (вследствие чего, напр., при $|Q^2| \sim 10^2 - 10^3 \text{ ГэВ}^2/c^2$ значение α_s не превышает $1/3$). Благодаря свойству А. с. кварки и глюоны в *жестких процессах* выглядят как *нормоны*, что, в частности, позволяет объяснить приближённый скейлинг Бьерена в *глубоко неупругих процессах*. Др. примером является *слабое объединение взаимодействий*, где А. с. должна проявляться при $|Q^2| > (10^{19} \text{ ГэВ}^2/c^2)$.

Лит.: Вайнштейн А. И. [и др.], *Чермоний и квантовая хромодинамика*, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., *Квантовые поля*, М., 1980, с. 33; Вольфовиц М. В., Тар-Мартинесоси К. А., *Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц*, М., 1984; Индрарайн Ф., *Квантовая хромодинамика*, пер. с англ., М., 1986. А. В. Ефремов.

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ТЕОРЕМЫ в физике высоких энергий — общие утверждения о характере асимптотич. поведения сечений взаимодействия частиц при энергии $E \rightarrow \infty$, строго доказываемых в квантовой теории поля (КТП) при наложении опред. условий на соотв. амплитуды переходов. А. т. обычно формулируются в виде равенств или неравенств для полных или дифференц. сечений взаимодействия частиц при высоких энергиях.

Первой А. т. была *Померанчука теорема* [1]; к-рая устанавливает равенство полных сечений взаимодействия частицы (А) и античастицы (\bar{A}) с одной и той же мишенью (В) при условии, что эти сечения стремятся при высоких энергиях к отличному от нуля постоянному пределу:

$$\sigma_{\text{полн}}^{\text{AB}}(\infty) = \bar{\sigma}_{\text{полн}}^{\text{VB}}(\infty), \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{полн}}^{\text{AB}}, \bar{\sigma}_{\text{полн}}^{\text{VB}}(\infty) = \lim_{E \rightarrow \infty} \sigma_{\text{полн}}^{\text{AB}}, \bar{\sigma}_{\text{полн}}^{\text{VB}}(E).$$

Предположение об асимптотич. постоянстве $\sigma_{\text{полн}}$ взаимодействия частиц, положенное в основу теоремы Померанчука, не вытекает из общих принципов теории. С вводом в строй новых ускорителей заряд. частиц в 1970-х гг. было обнаружено возрастание полных сечений взаимодействия адронов с ростом энергии.

Обобщением теоремы Померанчука на случай монотонно возрастающих полных сечений при высоких энергиях является следующее асимптотич. равенство:

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \frac{\sigma_{\text{полн}}^{\text{AB}}(E)}{\sigma_{\text{полн}}^{\text{AB}}(E)} = 1. \quad (2)$$

Аналогичное равенство установлено и для дифференц. сечений упругого рассеяния при фиксированном значении квадрата передачи 4-импульса ($-t$):

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \frac{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{AB} \rightarrow \text{AB}}}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\bar{\text{A}}\text{B} \rightarrow \bar{\text{A}}\text{B}}} = 1, \quad (3)$$

если амплитуда соотв. процессов принадлежит к опред. классу функций. Утверждения (2), (3) были дока-

заны А. А. Логуновым с сотрудниками и Л. Ван-Ховеном [2–4].

Примером А. т., формулируемой в виде неравенства, является *Фруссара теорема* [5]:

$$\frac{\sigma_{\text{полн}}^{\text{AB}}(E)}{\sigma_{\text{полн}}^{\text{AB}}(E)} \leq \frac{\pi}{m\pi^2} \ln^2 E, \quad (4)$$

где $m\pi$ — масса нолон, ограничивающая возможный рост полных сечений взаимодействия при высоких энергиях. Первонач. доказательство теоремы Фруссара было дано в предположении справедливости *Мандельштама представления* для амплитуды рассеяния $\text{AB} \rightarrow \text{AB}$. Впоследствии было показано [6], что эта теорема вытекает из самых общих принципов КТП — причинности, унитарности и полиномиальной ограниченности (см. *Асимптотическая квантовая теория поля*).

Аналогичные ограничения могут быть строго доказаны в рамках общих принципов КТП для дифференц. сечений как упругих, так и *инклюзивных процессов*, напр. [7, 8]:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \Big|_{\theta=0, \pi} \leq \frac{s}{m\pi^2} \ln^2 E, \quad E \rightarrow \infty,$$

где σ и $d\sigma/d\cos\theta$ — соотв. полное и дифференц. сечения либо упругого двухчастичного $\text{A+B} \rightarrow \text{C+D}$, либо инклюзивного $\text{A+B} \rightarrow \text{C+J}$ процессов, где θ — угол вылета частицы С в системе центра инерции (СЦИ) частиц А и В, X — иррелевантная система адронов, образующихся вместе с частицей С в конечном состоянии инклюзивной реакции, s — квадрат энергии сталкивающихся частиц в СЦИ.

Значение А. т. для физики элементарных частиц заключается в представляемой ими принципиальной возможности прямой (не зависящей от модели) проверки порочных принципов, лежащих в основе КТП.

Лит.: 1) Померанчук И. Н., Равенство полных сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов при больших энергиях, «Изв. АН», 1958, т. 34, с. 725; 2) Вольков Г. Г., Логунов А. А., Мествириахили М. и др., О равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при высоких энергиях, «ТМФ», 1970, т. 4, с. 198; 3) Логунов А. А. и др., Asymptotic relations between cross sections in local field theory, «Phys. Lett.», 1963, т. 7, р. 69; 4) Van Hove L., An extension of Pommeranchuk's theorem to diffraction scattering, там же, 1963, т. 5, р. 252; 5) Фруссарти М., Asymptotic behaviour and subtractions in Mandelstam representation, «Phys. Rev.», 1961, т. 123, р. 1053; 6) Martin A., Extension of the axiomatic analyticity domain of scattering amplitudes by unitarity I, «Nuovo Cim.», 1966, т. 42 А, р. 930; 7) Логунов А. А., Мествириахили М., Нгуевен Ван Нieu, High energy behaviour of inelastic cross sections, «Phys. Lett.», 1967, т. 25В, р. 61; 8) Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, под ред. В. А. Мещерякова, М., 1977. В. А. Мещеряков.

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ РЯД — см. *Асимптотическое разложение*.

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ — представление ф-ции $f(x)$ в окрестности точки $x=x_0$ в виде ряда

$$f(x) \sim \sum_{n=0}^{\infty} a_n \varphi_n(x), \quad (1)$$

где $\varphi_n(x)$, $n=0, 1, 2, \dots$ — последовательность ф-ций, для к-рой $\varphi_{n+1}(x)/\varphi_n(x) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow x_0$ (знак \sim означает асимптотич. равенство). Если коэффициенты a_n — постоянные, то разложение (1) наз. асимптотич. разложением в смысле Пуанкаре, ряд в правой части (1) — асимптотич. рядом, а x_0 — выделенной точкой.

Важным частным случаем асимптотич. рядов являются асимптотич. степенной ряд

$$f(x) \sim \sum_{n=0}^{\infty} f_n x^n \quad (x \rightarrow 0), \quad (2)$$

причём по определению

$$\lim_{x \rightarrow 0} x^{-N} \left\{ f(x) - \sum_{n=0}^{N-1} f_n x^n \right\} \rightarrow 0, \quad N=0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

Соответствующее ему $A. p.$ есть $A. p.$ в смысле Пуанкаре.

Асимптотич. ряды, как правило, расходятся, тем не менее их практич. ценность очень велика, т. к. каждая частичная сумма ряда $\sum_{n=0}^N a_n x^n$ даёт приближённое выражение для $f(x)$ с погрешностью, убывающей с уменьшением x тем быстрее, чем больше N . Однако, в отличие от сходящихся рядов, расходящиеся асимптотич. ряды могут обеспечить лишь нек-рую маленькую точность приближения, зависящую от величины N . В квантовой теории поля, напр., асимптотич. ряд перенормированной теории возмущений по константе взаимодействия, точнее но её квадрату α , как правило, имеет вид факториально растущих коэфф., т. е. ряд имеет вид

$$\sum_{n=0}^{\infty} c_n n! \alpha^n, \quad (4)$$

где c_n — нек-рое медленно меняющееся по сравнению с $n!$ число, $n_0 \gg 0$ зависит от представляемой рядом величины. В частности, в квантовой электродинамике, где $\alpha = 1/137$, несмотря на расходимость ряда (4), его частичные суммы, вплоть до $N=137$, обеспечивают точность приближения, k -ран практически может считать абсолютной.

Др. пример асимптотич. степенного ряда — $A. p.$ интеграла

$$f(x) = \int_0^{\infty} dt \exp(-t^2 - xt^4) = \\ = \exp(1/8x) K_{1/4}(1/8x) / \sqrt{4x}, \quad (5)$$

где $K_{1/4}$ — модифицир. ф-ция Бесселя III рода, или ф-ция Макдональда (см. *Цилиндрические функции*). Степенное $A. p.$ может быть получено разложением экзпоненты в подынтегральном выражении (5) в ряд Маклорена по x и последующим почленным интегрированием:

$$f(x) \sim \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(2n+1/2)}{\Gamma(n+1)} (-1)^n x^n, \quad (6)$$

где Γ — гамма ф-ция Эйлера (см. *Эйлера интегралы*). Ряд (6) имеет нулевой радиус сходимости, т. е. он расходится при всех значениях x , однако несколько первых его членов дают удовлетворит. описание поведения ф-ции в окрестности точки $x=0$. $A. p.$ типа (6) характерны для большого числа задач квантовой механики, квантовой статистики и квантовой теории поля [2]. Это связано с представлением амплитуд перехода между разл. состояниями системы с помощью *функционального интеграла*. Так, амплитуда перехода из вакуума в вакуум в модели с взаимодействием $\varphi^4(x)$ (где $\varphi(x)$ — нек-рое скалярное поле, g — константа взаимодействия) в *эквивалентной квантовой теории поля* записывается в виде, аналогичном интегралу (5):

$$T(g) = \int \delta\varphi(x) \exp \left\{ - \int dx \left[\frac{1}{2} (\nabla\varphi(x))^2 + g\varphi^4(x) \right] \right\}.$$

Асимптотич. ряды можно складывать, перемножать, делить и интегрировать точно так же, как сходящиеся степенные ряды, причём в результате получаются новые асимптотич. ряды. Дифференцирование асимптотич. ряда возможно только в случае, если $f(x)$ имеет непрерывную производную, k -рая также разлагается в асимптотич. степенной ряд; тогда

$$f'(x) \sim \sum_{n=1}^{\infty} a_n n x^{n-1}.$$

$A. p.$ (1) может быть определено и для ф-ции комплексного аргумента z в окрестности точки z_0 , напр. в области $D: \{ |z| < A, \beta_1 < \arg z < \beta_2 \}$, при $z_0=0$.

Φ -ция не может быть представлена более чем одним $A. p.$ в данной области значений аргумента, однако данному $A. p.$ может соответствовать всё с. разл. ф-ций. Однозначное восстановление ф-ции по $A. p.$ может быть осуществлено в ряде случаев, если известны аналитич. свойства искомой ф-ции. Именно такие за-

дачи возникают в физ. приложениях, напр. в квантовой механике и квантовополевой теории возмущений.

Проблема суммирования асимптотич. рядов в квантовой теории приобрела актуальность по 2-й пол. 70-х гг. после разработки способа получения асимптотич. оценок $\tilde{\gamma}_n$ для коэффициентов степенных разложений f_n теории возмущений, таких, что $\tilde{\gamma}_n/\gamma_n = 1 - O(n^{-1})$. Одним из распространённых приёмов суммирования в случае заперемеженных коэф. является метод, и k -ром предполагается, что сумма обладает аналитич. свойствами, соответствующими *Далааса преобразованию* по переменной $1/x$, а также равномерность перестановки операций суммирования и интегрирования (метод Борелли). Другим распространённым приёмом суммирования асимптотич. рядов является аналитичное использование преобразования Зоммерфельда — Ватсона (см. [3]). В реальных квантовополевых задачах, в отличие от квантовомеханических, аналитич. свойства суммы, как правило, неизвестны, вследствие чего использование того или иного конкретного способа суммирования обычно имеет статус правдоподобной гипотезы.

Понятия « $A. p.$ » и «асимптотич. ряд» введены А. Пуанкаре в 1886 в связи с задачами небесной механики. Однако частные случаи $A. p.$ были открыты и применялись ещё в 18 в. $A. p.$ и асимптотич. ряды играют большую роль в разл. задачах математики, механики и физики. Это вызвано тем, что мн. задачи нельзя решить точно, но удаётся получить $A. p.$ решения.

Лит.: 1) Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н., Курс современного анализа, пер. с англ., 2-й изд., ч. 1, М., 1962, ст. 8; 2) Брилле К. В., *Asymptotic series*, Л.—М., У., 1973; 3) Казаков Д. И., Ширков Д. В., Суммирование асимптотич. рядов в квантовой теории поля, Дубна, 1980; Казаков Д. И., Ширков Д. В., *Asymptotic series of quantum field theory and their application*, «Fizmatgiz», 1980, Bd 28, S. 465.

Д. И. Казаков, Д. В. Ширков.
АСТЕРОМАГНЕТИЗМ — магнитное состояние аморфного магнетита, в k -ром неупорядочено локализованные магнитные моменты имеют преимущественную ориентацию (ниже определённой темп-ры упорядочены). Вещество в таком состоянии обладает спонтанной намагниченностью (подробнее см. *Аморфные магнетики, Спиромангнетизм*).

АСТАТ (Asthatium), At, — радиоакт. хим. элемент VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 85. Наиболее долгоживущие изотопы ^{210}At ($T_{1/2} = 8,1$ ч) и ^{211}At ($T_{1/2} = 7,21$ ч). Общее содержание At в слое земной коры толщиной 1,6 км оценивается в 69 мг. Электронная конфигурация внеш. оболочек $5f^{10} 6s^2 p^6$. Энергия ионизации 9,32 эВ. Радиус атома 0,144 нм, радиус яона At $^{-}$ — 0,232 нм. Значение электроотрицательности 2,3.

В весовых кол-вах At не выделен; опыты с микроколичествами этого элемента показали, что At, проявляет, с одной стороны, свойства неметалла и сходен с иодом, с другой — свойства металла и сходен с нолодием и висмутом. По оценке, $t_{\text{пл}} = 244^\circ\text{C}$, $t_{\text{кип}} = 309^\circ\text{C}$. В хим. соединениях At может проявлять степени окисления $-1, +1, +5$ и, возможно, $+7$.

Лит.: Лаврухина А. К., Поздняков А. А., Аналитическая химия технециев, прометия, астатина и франция, М., 1965, с. 6.

АСТЕРИЗМ (от греч. *astēr* — звезда) — явление и опис. следств. направленных дифракц. пятен на *лауэрограммах*. Вследствие At, на лауэрограммах поликристалл. шпирмил, или «хвосты», разл. длины, расходящиеся от центра, что придаёт дифракц. картине звездообразный вид. At — следствие деформации кристалла, в процессе к-рой он разбивается на фрагменты размером 1—0,1 мкм, слоика поверхности относительно друг друга вокруг несущих центров, кристаллографич. направлений. С увеличением деформации «хвосты» удлиняются, но их направлению и величич. растяжения можно судить о кол-ве, форме и размерах фрагментов и исследовать характер деформаций (см. *Рентгенография материалов*).

А. наз. также явление, наблюдаемое при рассмотрении удаленного источника света через нек-рые кристаллы (рубин, сапфир и др.): вокруг источника света образуются звездообразно расположенные светлые полосы вследствие рассеяния света иглообразными кристалликами др. вещества (напр., рутила TiO₂), растущего в кристалл в опред. направлениях.

АСТЕРОИДЫ — малые планеты, движущиеся пром. между орбитами Марса и Юпитера, где, согласно закону планетных расстояний, должна была бы находиться планета нормальных размеров. Диаметр наибольшего А. ок. 1000 км, диаметр наименьшего из открытых А. (ок. 1 км) определяется предельной мощностью существующих телескопов. Первым, самый большой А. — Церера открыт в 1801 Дж. Пиацци (G. Piazzi). К 1986 число А. с надёжно установленными параметрами орбит, полученных наст. помера, превысило 3000. Осн. характеристики А. связаны как с условиями их образования, так и с дальнейшей их эволюцией в течение 4,6 млрд. лет существования Солнечной системы.

Ок. 98% всех А. имеют орбиты с большими полуосью от 2,1 до 4,3 а. е. Эту область наз. колышком или поясом А. Ср. значение эксцентриситетов орбит $e \approx 0,15$, наклонов к плоскости земной орбиты $i \approx 9^\circ$.

Нек-рые А. обладают большими значениями e и (или) i , так, у Ганимеда $e=0,54$, у Гидальго $e=0,66$, $i=42^\circ$. Структура колыща А. определяется в первую очередь возмущениями планет, в-рые заметно изменяют орбиты А., вызывая их прецессию, осцилляции с разл. периодами и т. д. В распределении перигелиев орбит чётко выражена их более высокая концентрация в направлении перигелия Юпитера — явное указание на преобладающую роль возмущений, вызываемых Юпитером. Характерно практич. отсутствие А. с орбитами, у к-рых неровности обращения вокруг Солнца соизмеримы с периодом обращения Юпитера Р_Ю («люки Кирквуда»). Такие А. наз. резонансными. Почти или полностью отсутствуют резонансные А. с относительн. периодами $P_A/P_{Ю} = 1:2, 1:3, 1:4, 2:5, 3:7$ и др. (рис.).

Обратная картина наблюдается в близкой к Юпитеру части колыща. Возмущениями Юпитера из этой зоны выброшены все А., кроме резонансных.

Св. 40% всех А. входит в семейства, т. е. группы А. с близкими значениями больших полуосей орбит и их «собственных» эксцентриситетов и наклонов, освоенных от влияния планетных возмущений. Выявлено более 50 семейств. Самое большое из них (Флора) включает 259 членов. В ряде семейств существуют меньшие группы — «нотки» — с почти одинаковыми собств. перигелиями и долготами восходящего узла. Собств. долготы потоков существенно изменяются за тысячи лет. Следовательно, дробление А., породившие такие потоки, произошло сравнительно недавно.

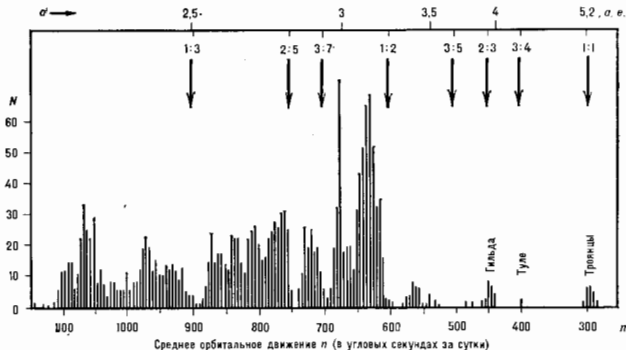
Согласно оценкам, число всех А. с диаметром $d > 1$ км и с орбитами, скрепящимися с орбитой Земли, должно превышать 1300. Соотв. они должны падать на Землю, образуя кратеры с поперечником ≥ 10 км в ср. один раз в 100 тыс. лет.

Периодич. колебания блеска, наблюдаемые у многих А., позволяют определить их вращение. Периоды вра-

щения большинства А. заключены между 5 и 20 ч. Распределение абсолютных скоростей вращения близко к максвелловскому, оси вращения ориентированы в пространстве, во-видимому, случайно. Только немногие самые крупные астероиды (Церера, Паллада, Веста) вращаются в направлении их обращения вокруг Солнца.

Прямые определения масс А. по их взаимным возмущениям при observations произведены лишь для трёх крупнейших А. — Цереры (1,2-10²⁴ г), Паллады (2,2 × 10²⁵ г), Весты (2,8-10²⁵ г). Общая масса А. ~ 10⁻³ массы Земли. Неосредств. измерения диаметров А. (микрометрические, интерферометрические, во время покрытий звёзд) пока доступны лишь для самых крупных А. Размеры остальных А. оцениваются по их блеску (абс. звёздной величина) и альбедо.

А. типа С наиб. тёмные. По отражающим свойствам они сходны с углистыми хондритами (см. *Метеориты*), с лунными тёмными базальтовыми брекчиями. А. типа S обладают свойствами каменистого вещества с небольшим кол-вом металлов. А. типа М (в табл. не представленного) обнаруживают типич. поляризацион. свойства, характерные для металлов. Во внутр. части колыща А. (ближе к Солнцу) число А. типа С и S примерно одинаково, ч во внеш. части находится практически только А.



Распределение астероидов по среднему суточному движению n в большой полуоси орбиты а. Стрелками показаны «люки Кирквуда», соответствующие резонансам с Юпитером. N — число астероидов с данным значением n .

тия С. По данным поляризац. исследований, А. покрыты обломками разных размеров, присыпанными пылью (реголитом).

О составе недр А. можно судить лишь по их ср. плотностям ρ , вычисленным на основе данных об их массах и диаметрах. Таких оценок пока мало, для Цереры,

Альбедо, типы и диаметры крупнейших астероидов

Номер	Название	Альбедо	Тип	Диаметр, км
1	Церера	0,059	C	1025
2	Паллада	0,093	—	583
4	Веста	0,295	—	555
10	Гигиас	0,050	C	433
704	Итергамия	0,043	—	338
511	Давида	0,040	C	335
65	Кьюбела	0,027	C	311
52	Европа	0,047	C	291
451	Видношилл	0,039	C	281
31	Евфросина	—	G	270
15	Эниомид	0,163	S	261

Паллады и Весты соотв. $\rho_{\text{П}} = 2,3 \pm 1,4$; $\rho_{\text{В}} = 2,6 \pm 0,9$; $\rho_{\text{В}} = 3,3 \pm 1,5$ (г/см³). Плотность А. в состав их обломков, выходящих на Землю в виде метеороидов, указывают на преим. каменную природу А.

В 1804 Г. Ольберс (Н. Olbers) выдвинул гипотезу об образовании А. в результате распада существовавшей ранее планеты. О. Ю. Шмидт, заложивший в 40-х гг. 20 в. основы совр. теории образования планет из твёрдых тел и частиц, считал, что Юпитер сформировался быстрее, чем тела в зоне А., и помешал им объединиться в одну планету. Согласно Шмидту, относительные скорости этих тел увеличились из-за гравитат. возмущений Юпитера и процессе их объединения в планету сменился их дроблением при столкновениях. В дальнейшем было показано, что ещё до полного формирования Юпитера на астероидные тела сильно влияли более массивные тела, из к-рых формировался Юпитер. Они имели значительные эксцентриситеты орбит, залетали в зону А. и при столкновениях с ними присоединяли их к себе. Лишь малая часть А. избежала таких столкновений (менее 1%). Позже возмущения, вызванные Юпитером, привели к выбросу всех оставшихся А. из более близкой к нему внутр. части зоны А. (т. е. А. с большими полуосями орбит $a \geq 3,4$ а. е.) в образование «люков Кирквуда» при резонансных значениях a . Данные о строении пояса А. и оращении А. свидетельствуют о том, что А. представляют собой систему взаимодействующих тел, эволюционирующую за счёт взаимных столкновений. Продолжающееся дробление А. при столкновениях и эволюция их орбит пополняют запас тел на орбитах, скрещивающихся с орбитами Земли и Марса (А. группы Аполлона и Амура), к-рые являются осн. источником падающих на Землю метеороидов. С др. стороны, монотонное изменение состава А. с расстоянием от Солнца, продолжающее аналогичное изменение состава планет земной группы, свидетельствует об отсутствии полной перемешанности тел в поясе А. и служит одним из аргументов против гипотез образования А. в результате распада одной планеты или двух столкнувшихся тел.

Лит.: Шмидт О. Ю., О происхождении астероидов, «ДАН СССР», 1954, т. 96, № 3, с. 449; Сафронов В. С., Эволюция допланетной облака и образование Земли и планет, М., 1969; Малая планета, М., 1973; Чиботаров Г. А., Шор В. А., Структура пояса астероидов, «Тр. Ин-та теор. астрофизики», 1976, т. 15, с. 60; Самойленко А. Н., Метеороиды — осколки астероидов, М., 1978; е е ж. Астероиды, М., 1985.

АСТИГМАТИЗМ — одна из геом. aberrаций оптич. систем, обусловленная неодинаковостью кривизны оптич. поверхности в разных плоскостях сечения падающего на неё светового пучка. Подробнее см. *Аберрации оптических систем*.

АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ЕДИНИЦА, а. е., — внесистемная единица длины, равная ср. расстоянию от Земли до Солнца; $1 \text{ а. е.} = 1,49597870 \cdot 10^8 \text{ км}$ ($\pm 2 \text{ км}$) (принято в 1976 Междунар. астр. союзом).

АСТРОСПЕКТРОСКОПИЯ — раздел эксперим. астрофизики, посвящённый исследованию спектров космич. объектов в УФ-, видимой и ближней ИК-областях спектра. Более узкое значение термина «А.» — определение длин волн *спектральных линий* в спектрах космич. объектов с целью анализа хим. состава (качественного) или определения смещения линий. Последнее связано с наличием доплеровского сдвига линий вследствие относительного движения источника и наблюдателя. Изучение распределения энергии в спектрах относится к разделу *астрофотометрии*.

Впервые спектроскоп был применён для астр. наблюдений П. Фраунгофером (J. Fraunhofer) в 1814, к-рый открыл линии поглощения в спектре Солнца (франц. *т о ф р о н* и т. п.). С помощью спектроскопа во время солнечного затмения П. Жансен (P. J. S. Janssen) и Н. Локьер (J. N. Lockyer) в 1868 обнаружили на Солнце гелий. Массовые спектральные исследования звёзд, планет, галактик и туманностей относятся к 1-й пол. 20 в.

Теоретич. фундаментом А. является теория *атомных спектров* и *молекулярных спектров*. Эксперим. базой служат *спектральные приборы*, *спектрофотометры* и *спектрокомпараторы*.

Для определения длин волн линий рядом со спектром исследуемого астр. объекта обычно вводится эмиссионный линейчатый спектр к.-л. элемента, длины волн линий к-рого хорошо известны. Стандартные длины волн определяются но таб. измерениям спектров железа, ртути, иона, аргона и криптона. В свою очередь, эти стандарты опираются на первичные реперные таб. измерения длин волн криптона (напр., $\lambda = 6057, 802105 \text{ \AA}$), ртути и кадмия.

Методы А. находят широкое применение для отождествления линий в спектрах звёзд, планет и туманностей, что позволяет определить, но крайней мере качественно, их хим. состав. Измерения лучевой (радиальной) скорости по смещению (относительно таб. значений) длин волн спектральных линий лежат в основе изучения движения двойных звёзд, определения расстояний до далёких галактик, их скоплений и квазаров (см. *Хаббла постоянная*). А. позволяет также определять скорости вращения космич. тел, напр. колец Сатурна, звёзд и галактик.

Земля М. в р т и з о в Д. И., Курс практической астрофизики, 3 изд., М., 1977; е г о ж е, Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979.

АСТРОФИЗИКА

С о д е р ж а н и е:

Основы теоретической астрофизики	129
Методы практической астрофизики	129
Краткие исторические сведения	130
Современные проблемы астрофизики	130

А. — раздел астрономии, изучающий физ. состояние и хим. состав небесных тел и их систем, межзвёздной и межгалактич. сред, а также происходящие в них процессы. Осн. разделы А.: физика планет и их спутников, физика Солнца, физика звёздных атмосфер, межзвёздной среды, теория внутр. строения звёзд и их эволюции. Проблемы строения сверхплотных объектов и связанных с ними процессов (звезд вещества из окружающей среды, аккреционные диски и др.) и задачи космологии рассматривает релятивистская А.

А. разделяют на теоретическую и практическую. Теоретич. А. анализирует результаты наблюдений небесных тел с целью установления их физ. природы. Задача практич. А. — разработка астрофиз. инструментов и методов исследований. В основе практич. А. лежит анализ зал.-масс. излучения небесных объектов в целом (*астрофотометрия*) и в отдельных спектральных диапазонах (*астроколориметрия*), распределения энергии по длинам волн и в отдельных спектральных линиях (*астроспектроскопия*), а также измерения поляризации света этих объектов (*поляриметрия*).

В отличие от физики-экспериментатора астрофизик-наблюдатель не имеет возможности влиять на ход изучаемого им процесса. Тем не менее он может делать вполне определённые заключения, сравнивая между собой сходные явления, происходящие на мл. небесных объектах. Более того, А. изучает свойства и поведение вещества в условиях, к-рые зачастую не могут быть реализованы в земных лабораториях, и это способствует углублению представлений о закономерностях строения и эволюции окружающего нас мира и его отд. частей. Так, изучение спектров газовых туманностей, вещества в излучение в к-рых находится в исключительно разряженном состоянии, привело к открытию метастабильных уровней энергии атомов, возможности переходов между близкими весьма высокими энергиями, уровнями в атомах водорода, гелия и др. Изучение *белых карликов* и *нейтронов* привело к выводу, что вещество звёзд может находиться в состоянии, принципиально отличном от известных нам, а его плотность

может достигать плотности атомного ядра. Установление же природы источников энергии звёзд поставило вопрос о практич. реализации управляемого термоядерного синтеза на Земле.

Основы теоретической астрофизики

При разработке теорий и моделировании явлений, наблюдающихся во Вселенной, теоретич. А. использует законы и методы теоретич. физики, в частности законы теплового излучения, установленные для абс. чёрного тела, теорию атомных спектров, ф-лы Л. Больцмана (L. Boltzmann) и М. Саха (M. Saha) для определения кол-ва атомов, находящихся соответственно в возбуждённом и ионизованном состояниях, ф-лу Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell) для описания распределения атомов по скоростям, а также ф-лу Н. Дольера (Ch. Doppler), позволяющую по смещению длины волны в спектре звёзд или галактик найти лучевую скорость их движения относительно наблюдателя или, зная профили спектральных линий, определить физ. характеристики атмосферы звёзд и планет.

Долгое время при построении моделей звёзд и их атмосферы принималось во внимание лишь два фактора — тяготение и иурность газа. В кон. 40-х гг. 20 в. стала очевидной необходимость учёта эл.-магн. сил. Мгн. в частности, определяют состояние внеш. слоёв Солнца, структура его короны, динамика *протуберанцев*, существование солнечных итис и, главное, такие мощные процессы, как *вспышки на Солнце*. Осн. идеи *магнитной субдинамики* сформулированы в 1942 Х. Альвен (H. Alfvén), он же установил существование магнитогидродинамич. волн. Ныне космич. электродинамика — одна из важнейших разделов теоретич. А.

В сер. 20 в. было установлено, что существует ещё один фактор, существенно влияющий на динамику межзвёздной среды и её энергетич. баланс, — *космич. космич. лучи* (КЛ), т. е. ядра атомов и электроны, ускоренные до субсветовых скоростей. Как образуются ири вспышках на Солнце, вспышках новых и сверхновых звёзд; по-видимому, мощными ускорителями частич являются пульсары, квазары и ядра активных галактик.

Исключают значение для понимания происходящих во Вселенной процессов, для установления природы ми. космич. объектов, имел сделанный в сер. 20 в. вывод о том, что регистрируемое наблюдателем излучение может быть нетепловым. Прежде всего, тепловое эл.-магн. излучение не возникает в результате торможения релятивистских электронов в магн. полях (*синхротронное излучение*). В космич. пространстве и вблизи нек-рых объектов происходит рассеяние фотонов на релятивистских электронах (обратный Комптов-эффект), причём процессы рассеяния могут происходить и на породивших эти фотоны электронах. Нетепловое эл.-магн. излучение генерируется также при переходе электронов во одной среде в другую (*переоблучение*) и при рассеянии плазменных волн, в частности продольных *лазмоволн*, на релятивистских электронах. Теория этих процессов уже достаточно разработана, в частности благодаря успехам плазменной А., задачей к-рой является анализ поведения плазмы в разл. астрофиз. объектах.

И, наконец, важная составная часть теоретич. А. — *ядерная астрофизика*, изучающая ядерные реакции и радиоактивный распад неуточивчивых ядер в звёздах и др. космич. объектах, в результате к-рых происходит выделение энергии и образование хим. элементов. Одним из продуктов ядерных реакций является нейтрино и антинейтрино, к-рые практически беспрепятственно уходят из ядра звёзды в космич. пространство, унося с собой часть освобождающейся энергии. Установлено, что на опред. этапе жизни звёзды, если только её масса превышает нек-рый предел, эти потери на высвечение нейтрино могут быть столь большими, что рав-

новесие звёзды нарушается и происходит *гравитационный коллапс*, итогом к-рого является вспышка сверхновой с образованием *нейтронной звёзды* или *чёрной дыры*.

Методы практической астрофизики

Астрофиз. наблюдения и исследования проводятся на астр. обсерваториях с помощью оптич. телескопов (как рефракторов, так и рефлекторов, диаметры зеркал у последних достигают 4—6 м). Планируется создание гигантских мультизеркальных наземных телескопов с эквивалентными диаметрами зеркал до 25 м и проникающей силой до 26° . С выводом на околоземную орбиту телескопов с диаметром зеркал ок. 2,5 м, для наблюдений станут доступными объекты до 29° .

С сер. 19 в. в А. используются фотографич. метод наблюдений. Фотомультиплекс способен накапливать энергию излучения, на ней одномоментно могут быть зафиксированы сотни и тысячи светил. Однако теоретич. действующий квантовый выход (ДКВ) совр. фотомультиплекса не превышает 4° , в астрофотометрии он составляет ок. $0,1^{\circ}$, что существенно затрудняет изучение слабых источников света, особенно их спектров.

С сер. 20 в. широко используются в А. фотоэлектрич. приёмники излучения. С 1953 измерение блеска звёзд, звёздных скоплений, галактик и квазаров проводится с помощью широкополосных светоприёмников — ультрафиолетового (U), синего (B) и жёлтого (V) (трёхцветная фотометрич. система UVV). В последующем система была расширена в далёкую ИК-часть спектра. Фотоэлектрич. метод с применением светоприёмников даёт возможность судить о распределении энергии в отдельных спектральных интервалах и в нек-рой степени заменит спектральные наблюдения. При этом если перед камерой установлена призма или дифракц. решётка, то регистрация излучения от объекта проводится одномоментно в некск. интервалах длин волн.

В качестве усилителей яркости изображения (в 10^4 — 10^7 раз) используются простые и каскадные электронно-оптич. преобразователи (ЭОП) и электронные камеры. Активно внедряются для нужд А. волоконная оптика, твердотельные приёмники излучения и др. Широко применяются в А. аппараты телевизионной астрофотометрии. ДКВ телевизионных систем в некск. десятках раз больше, чем у обычной фотоэмульсии. При этом, в частности, используются аналого-цифровые системы, в к-рых видеосигнал преобразуется в цифровой код и затем поступает в ЭВМ. Телевизионные приёмники излучения позволяют проводить изучение слабых источников, в т. ч. осуществлять натрусье вспышек световых в др. галактиках, причём за одно почасовое наблюдение становится возможным получить некск. десятков и более сотен фотографич. этих объектов. По-видимому, использование телевиз. аппаратуры на больших телескопах позволит вскоре измерять блеск слабых звёзд (24°) при экспозиции всего 1—2 ч.

С кон. 40-х гг. 20 в. началось развитие радиофиз. методов, благодаря к-рым стало доступным для изучения космич. эл.-магн. излучение в интервале от дециметровых до субмиллиметровых волн, т. е. в диапазоне длин волн в 2500 раз более широком, чем оптич. Взаимод. освоение радиодиапазона открыло множество источников нетеплового радионалучения — радиогалактики и квазары, импульсные источники радионалучения — пульсары, проведено изучение распределения нейтрального и ионизованного водорода в галактик и др. галактиках. Выведение за пределы атмосферы на ИСЗ и автоматич. межпланетных станциях (АМС) детекторов КВ-излучения сделало возможным изучение космич. объектов в УФ-, рентгенов и гамма-диапазонах. Открыты некск. сотни источников рентг. излучения (в т. ч. импульсные — *барстеры*), зарегистрированы мощные *гамма-вспышки*, природа к-рых окончательно не установлена.

Краткие исторические сведения

Первыми астрофизиками, исследованиями можно считать видения Гиншаром (в. до н. э.) понятия *звёздная величина* и разделение видимых небужёвнейшим глазом звёзд на 6 классов в зависимости от их блеска. Ряд астрофизических исследований после изобретения в 1609 Г. Галилеем (G. Galilei) телескопа: сформированы определены представления о природе поверхности Луны (Галилей), осуществлены первые опыты разложения солнечного света стеклянной призмой (И. Ньютон, 1662) и первые наблюдения спектра Венеры (Ньютон, 1669), установлено наличие плотной атмосферы у Венеры (М. В. Ломоносов, 1761), сформулированы законы фотометрии (И. Ламберт (J. H. Lambert), 1760), проведены систематические наблюдения неск. *переменных звёзд*, в т. ч. открыта переменность звезды δ Цефея [Дж. Гудрайк (J. Goodricke), 1794].

Подлинная история А. началась с 1802, когда У. Волластон (W. Wollaston) обнаружил, что спектр Солнца прерывается тёмными линиями. В 1814 П. Франгофер (J. Fraunhofer) детально описал неск. сотен тёмных линий солнечного спектра и установил, что они присущи также спектру Луны и планет, причём положение одной из них совпадает с линией масляного пламени. Методы спектрального анализа были развиты в 1859—62 Г. Кирхгофом (G. Kirchhoff) и Р. Бунзенем (R. Bunsen). В 1868 Дж. Н. Локьер (J. N. Lockyer) обнаружил в спектре хромосферы Солнца линию ранее неизвестного элемента — гелия. В 1883 А. Секки (A. Secchi) начал систематизацию звёзд по особенностям их спектров. В 1-й четв. 20 в. построены модели атмосфер звёзд с учётом лучевого переноса энергии и сформулированы критерии конвективной неустойчивости [К. Шварцшильд (K. Schwarzschild) и А. Шустер (A. Schuster), 1905], дано объяснение спектральной последовательности звёзд на основе теории ионизации атомов [Э. Милн (E. Milne), М. Саха, 1921—23], установлен принцип инвариантности в теории переноса излучения и созданы основы теории методов от звезды [В. А. Амбарцумян, В. В. Соболев, С. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), 1943—49].

В 1869 Дж. Х. Лейн (J. H. Lane), исходя из представления, что Солнце — огромный газовый шар, в котором давление возрастает по направлению к центру, впервые оценил температуру его поверхности, а в 1878—83 А. Риттер (G. A. D. Ritter) выполнил серию работ по теории гравитационного равновесия и пульсации газовых шаров. Вскоре была построена теория полнотонных газовых шаров [Р. Эмден (R. Emden), 1907], сформулирована полная система урн-ной теории внутр. строения звёзд [А. Эддингтон (A. S. Eddington), 1916]. В 1934 была высказана гипотеза о возможности существования нейтронных звёзд [В. Бааде (W. Baade), Ф. Цвикки (F. Zwicky)], затем проведены первые расчёты моделей нейтронных звёзд, вынесена принципиальная возможность гравитационного коллапса [Г. Вольков (G. M. Volkoff), Р. Оппенгеймер (R. Oppenheimer), Х. Снайдер (H. Snyder), 1938—39], заложены основы теории термоядерных реакций в звёздах [Х. Бете (H. Bethe), К. Вайцеккер (C. von Weizsäcker), 1937—39] и построены первые модели звёзд, в т. ч. красных гигантов, с учётом термоядерных реакций [Г. Гамов, С. Чандрасекар, М. Шварцшильд (M. Schwarzschild) и др., 1941—45], исследованы строение и авергетика белых карликов [Р. Фаулер (R. P. Fowler), 1926; С. А. Раппапорт-Портман (E. Schatzman), 1946—49], установлен механизм пульсаций цефеид [С. А. Жванкиш, 1953], открыты пульсары [А. Хьюитс (A. Hewish) и др., 1967], а в 1974 — глобальные колебания Солнца с периодом 160 млн (А. Б. Северный и соавторами).

При изучении межзвёздной среды были установлены критерии *сравнительной неустойчивости* [Дж. Джимини (J. H. Jeans), 1902], отождествлены запрещённые линии в спектрах туманностей [А. Боуэн (I. S. Bowen),

1927], подтверждён сделанный ещё в 1847 В. Я. Струве вывод о поглощении света в межзвёздной среде [Р. Трюмлер (R. J. Trümpler), 1930], разработана теория свечения планетарных и газовых туманностей [В. А. Амбарцумян, Г. Занстра (H. Zanstra), 1931—34], открыто существование тонкого молекулярного водорода вокруг горячих звёзд [Б. Стрёмгрен (B. G. D. Strömgren), 1939], предсказано радиоизлучение нейтрального водорода на волне 21 см [Х. К. ван Хюльт (H. Ch. van Hulst), 1944] и рекомбинация излучение ионизованного водорода (Н. С. Карлашва, 1959; см. *Рекомбинационные радиолитии*), сформулированы исключительно важную роль в изучении распределения нейтрального и ионизованного водорода в нашей и др. галактиках; предсказана возможность наблюдений в радиодиапазоне линий, принадлежащих молекулам межзвёздного пространства (И. С. Шкловский, 1949), дана интерпретация нетелевизионного радиоизлучения Галактики как синхротронного излучения (Х. Альвен, В. Л. Гинзбург, И. С. Шкловский и др., 1950—52).

В 1912 были начаты измерения *красной смещения* линий в спектрах спиральных туманностей [В. Слайфер (V. M. Slipher)], было доказано, что эти объекты являются на самом деле гигантскими звёздными системами — галактиками [Э. Хаббл (E. P. Hubble), 1924], установлено расширение наблюдаемого мира галактик со скоростями, прямо пропорциональными их расстояниям от наблюдателя [Э. Хаббл, 1929], на основе общей теории относительности разработана теория расширения Вселенной (А. А. Фридман, 1922). В 60-х гг. открыты кваизвёздные радиометрики — квазары [Т. Мэтьюз (T. A. Mathews), А. Сандидж (A. Sandage), М. Шмидт (M. Schmidt)], кваизвёздные галактики — квазары (А. Сандидж), реликтовое радиоизлучение [Р. Уилсон (R. Wilson), А. Пензиас (A. Penzias), 1965], носуслужившее подтверждением модели «горячей Вселенной» (Г. Гамов, Я. Б. Зельдович и др.).

Современные проблемы астрофизики

Начиная с 60-х гг. 20 в. при помощи аппаратуры, установленной на ИСЗ и АМС, были получены важные сведения о планетах Солнечной системы и их спутниках, в частности о физ. состоянии и хим. составе атмосферы и поверхности спутников двух ближайших планет — Плутона и Марса, подробно исследован спутник Земли — Луна, существенно углублены представления о природе процессов, происходящих на поверхности и в недрах Солнца и др. звёзд, а в межзвёздной среде и в мире галактик. Одна из важнейших проблем совр. А. — разработка теории *гидромагнитного динамо* с целью объяснения солнечного магнетизма, в т. ч. механизма генерации и усиления магн. поля во внутр. слоях Солнца, механизм формирования и поддержания устойчивости солнечных пятен, колебания полярности с периодом в 22 года. В 60-х гг. на основе теории *моделей слабо* удалось сделать первые шаги в объяснении солнечных вспышек, динамики протуберанцев и солнечной короны в целом. Пока нельзя считать полностью решённой проблему солнечных нейтрино, а следовательно и внутр. строения Солнца.

Располагаясь на краях неск-рых газовых туманностей источники мощного когерентного излучения и отд. линий молекул межзвёздного газа — космические маэры (см. *Магистерий эффект*) — служат доказательством происходящих и в наше время процессов *звёздообразования* в Галактике. С помощью *быстродействующих* ОБМ удалось создать «искусственную эволюцию звёзд» от начала сжатия фрагмента газопылевого облака (протогвёзды) до её окончания, стадии — медленного сброса звёздной оболочки (стадия *планетарной туманности*) и образования белого карлика или (при большой массе звезды) всплески сверхновой с образованием нейтронной звезды (или чёрной дыры). Однако пока существует полная неясность относительно деталей процесса перемешивания вещества на конвективной стадии сжа-

тия протогалактики, не исследована роль вращения и магн. поля облака, окончательно не установлен верх предел массы устойчивой нейтральной звезды. Не разработаны в деталях механизмы ускорения частиц в пульсарах. Пока нет объяснения активности ядер галактик, неясной остается природа квазаров. Требуется уточнения вопрос о природе ядра нашей Галактики как двойной сверхмассивной системы (двойная черная дыра или черная дыра и компактное звездное скопление), активно взаимодействующей с окружающими ее звездами.

В релятивистской А. до конца не решены вопросы о *баррионной асимметрии Вселенной*, о нелинейном отношении числа ядра n к электронам n_e к числу фотонов, о роли нейтрино, а возможно, и других пока неизвестных частиц в образовании наблюдаемой структуры Вселенной, состоянии вакуума и фазовых переходов в эволюции горячей Вселенной.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс практической астрофизики, 3 изд., М., 1977; его же, Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1978; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Гринберг В. П., Современная астрофизика, 2 изд., М., 1978; Теоретическая физика, астрофизика, М., 1975; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; и др.; Стрелов и эволюция Вселенной, М., 1975; Ивс и др. К., Астрофизические формулы, т. 1-2, пер. с англ., М., 1978; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979; Ивс и др. И. В. С., На джиги и Д. К., Конечные стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 21, М., 1982; Зельдович И. Б., Структура Вселенной, там же, т. 22, М., 1983. И. А. Кляшницкий.

АСТРОФОТОМЕТРИЯ — раздел практич. астрофизики, посвященный измерению физ. характеристик (в осн. энергетич.) зв.-магн. излучения астр. объектов. Предмет А. составляют: выделение потока излучения от индивидуальных объектов, «очищение» его от фонового излучения, учёт ослабления потока земной атмосферой, измерение этого потока в абс. энергетич. или отн. велич. единицах, изучение перемещений во времени возмущающ., квантово-статистич. и др. характеристик излучения астр. объектов.

К фундам. задачам А. относятся следующие. Исследование распределения энергии в спектрах звезд. Решение этой задачи позволяет определить хим. состав, структуру атмосферы, *эффективную температуру* звезд, величину межзвездного покраснения (см. *Межзвездное поглощение*) и др. Построение кривых изменения со временем потока излучения (к р и в и х б л е с к а) переменных звезд, галактик, квазаров и др. Анализ этих кривых позволяет вскрыть физ. природу исследуемых объектов и определить их осн. параметр — радиусы и масс. характерные размеры, энергетичу нестационарных процессов и др. Изучение в различных спектральных диапазонах распределения яркости во протяженных источниках (Солнце, планеты, галактики, туманности), а также исследование фонового излучения неба.

Интервал *освещенностей*, измеряемых в А., огромен. Ярчайшие звезды создают на поверхности Земли освещенность, примерно в десять млрд. раз меньшую, чем Солнце, а наиб. слабые звезды и галактики, доступные измерению, ещё в десятки млрд. раз меньшую, т. е. перепад освещенностей составляет более чем 10^{20} раз. Слабость блеска небесных светил создаёт осп. специфику трудности А. Эти трудности преодолеваются увеличением диаметра телескопов, а также увеличением чувствительности приёмников излучения. Самой большой в мире оптич. телескоп имеет диаметр 6 м. Квантовая эффективность Q совр. фотоэлектр. приёмников излучения, применяемых в А., доведена во мн. спектральных диапазонах практически до абс. предела ($Q \approx 50-80\%$).

До последнего времени осн. роль в А. играли измерения в видной области спектра. С созданием внеатмосферных орбитальных астрофиз. обсерваторий и высокочувствит. приёмников излучения А. стала всеобъемлющей. Ввиду специфики аппаратур, методов и часто даже самих объектов, «видимых» только в отдельных спектральных диапазонах, образовались целые разделы

астрономии, напр. *радиоастрономия*, *рентгеновская астрономия*, *гамма-астрономия*. Ниже рассмотрены задачи и методы классич. А., относящиеся в осн. к оптич. области спектра.

По способам измерений А. разделяется на визуальную, фотографическую и фотоэлектрическую. По осн. методам исследования А. может быть разделена на иск. самостоятел. разделов: многоцветная А. (астр. колориметрия), спектрофотометрия, радиометрия.

Многоцветная А. Блеск астр. объектов принято выделять в *звёздные величины* (m). Разность звёздных величин одного и того же объекта в двух разных областях спектра ($\lambda_1 < \lambda_2$) наз. пока зателем цвета или колор-индексом (CI):

$$CI = m_1 - m_2.$$

Даже в видимом диапазоне показатели цвета разных объектов могут различаться на $10^{\text{м}}.$ Т. е., две звезды одинакового блеска в голубых ($\lambda \approx 0,4$ мкм) лучах могут в тысячи раз различаться по потоку в красной области спектра ($\lambda \approx 0,8$ мкм). Измерение CI равносильно сопоставлению интенсивностей излучения в двух участках спектра и поэтому позволяет судить о *цветовых температурах* исследуемых объектов. Именно с целью измерения колор-индексов астрономич. объектов зародились первые дуальные фотометрич. системы (ФС, см. ниже). Однако условия в атмосферах звезд и др. астр. объектов обычно далеки от термодинамич. равновесия. Поэтому их спектры не определяются функцией Планка, а являются сложными функциями от *светимости*, интенсивности турбулентных движений и протяженности атмосферы, её хим. состава, осевого вращения, лучевой скорости и др. факторов. Кроме того, излучение астр. источников поглощается и рассеивается межзвездным веществом (пыль и газ), в результате чего спектральный состав излучения меняется. Во-первых, оно становится более красным. Покраснение выражается в том, что показатель цвета ($m_1 - m_2$) увеличивается по сравнению с показателем цвета ($m_1 - m_2$) для внеатмосферной звезды такого же спектрального типа. Величина этого увеличения наз. в бытовом цвете, или колор-заксесомом (CE):

$$CE = (m_1 - m_2) - (m_1 - m_2)_0.$$

Во-вторых, в спектре появляются межзвёздные абсорбционные ионизованного кальция, натрия и др. атомов и молекул. Поэтому один параметр — показатель цвета не может полностью охарактеризовать спектральный состав излучения. Стремление к увеличению информативности привело к увеличению кол-ва измеряемых участков спектра и уменьшению их ширины. Т. о., возникло существующее многообразие ФС.

Фотометрич. системой наз. набор описываемых кривыми спектральной чувствительности регистрирующей аппаратуры (кривыми реакции) f_λ участков спектра, в к-рых проводится измерение потока излучения. Величина f_λ равна произведению кривой *спектральной чувствительности* приёмника и кривых *пропускания* (отражения) оптич. деталей регистрирующей аппаратуры (фотометра) и телескопа. ФС может содержать от одной до неск. десятков полос (цветов). Напр., нолуярная ФС UBV состоит из трёх полос: U — ультрафиолетовая, B — голубая и V — визуальная. ФС с кривыми реакции, полуширинными $\Delta\lambda_{1/2}$ к-рых превышают 300 Å, наз. широкополосными, $\Delta\lambda_{1/2} \approx \approx 100-300$ Å — средисполосными, а с $\Delta\lambda_{1/2} \leq 100$ Å — узкополосными. Известно неск. десятков ФС.

Из широкополосных наиб. широкое распространение получила 12-цветная система Джонсона, являющаяся расширением UBV системы в ИК-область. Она содержит следующие полосы (в скобках приведены ср. длины волн $\bar{\lambda}$ и полуширины полос $\Delta\lambda_{1/2}$ в мкм): U (0,36; 0,04), B (0,44; 0,10), V (0,55; 0,08), R (0,70; 0,21), I (0,88; 0,22), J (1,25; 0,3), H (1,62; 0,2), K (2,2; 0,6),

L (3,5; 0,9), M (5,0; 1,1), N (10,4; 6,0), Q (20,0; 5,5). Нуль-пункты величин во всех полосах (стоящие в S в ф-ле (1) в ст. *Звёздные величины*) выбраны такими, чтобы все показатели цвета для неподвижных межзвёздного покраснения звёзд спектрального класса $A0V$ были равны нулю. В системе UBV измерено ок. 80 тыс. звёзд, галактик и др. объектов, а во всех остальных полосах этой системы менее 1 тыс.

Среднеполосные и узкополосные ФС предназначены, как правило, для многомерной классификации звёзд путём измерения интенсивностей отдельных эмиссионных и абсорбц. линий и полос, резких скачков интенсивности непрерывного спектра. Для этой цели обычно используются водородные линии H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H_{δ} , линии металлов (Mg , Na , Ca , Fe), полосы H_2O , TiO , CN , SiH , величина и положение *балмеровского скачка* для звёзд разных спектральных классов (B , A , F) и величина скачка интенсивности у полосы G для звёзд спектрального класса K . Из среднеполосных ФС наиболее признаны получала вильнюсской 8-цветная ФС $WFXZYUTS$, кривые реакции k -рой расположены в области 0,3—0,7 мкм и оптич. образом выбраны с целью фотометрич. двумерной классификации звёзд всех спектральных классов. В этой системе измеряют ок. 4000 звёзд. В качестве примера узкополосной системы можно привести H_{β} -фотометрию Кроффорда. Эта система имеет две полосы с полуширинами 15 и 150 Å, обе центрированы на линию H_{β} . Параметр $\beta = m(15 \text{ Å}) - m(150 \text{ Å})$ является мерой интенсивности линии; он измерен для деск. тысяч звёзд.

Физ. параметры звёзд определяются по результатам многоцветных наблюдений следующим образом. В избранной ФС проводится измерения стандартных звёзд с хорошо известными спектральными классами, межзвёздным поглощением и др. параметрами. По этим измерениям определяются нуль-пункты величин, нормальные (непокрасневшие) показатели цвета в зависимости от спектрального класса, класса светимости и др. параметров. Определяются также соотношения избытков цвета для разных показателей цвета. Т. о. проводится калибровка ФС. Затем на калибровочные графики и таблицы наводит измерения исследуемой звезды и определяет спектральный класс, величину межзвёздного поглощения и др. параметры (в зависимости от информативности многоцветной ФС). Хотя информативность нек-рых многоцветных ФС, напр. Вильнюсской, достаточно для определения многих параметров, однако наиб. полную информацию об исследуемых объектах можно получить лишь из спектрофотометрич. измерений.

Спектрофотометрия. Спектрофотометрич. измерения могут быть абсолютными и относительными. В первом случае измеряют в энергетич. единицах освещённости E_{λ} , создаваемую объектом в достаточно узких последоват. участках спектра $\Delta\lambda$. Во втором случае эти освещённости выражают в долях освещённости от стандартной звезды. Если E_{λ} в спектре стандарта известно в энергетич. единицах, то все др. освещённости также могут быть выражены в этих же единицах, т. е. абсолютизированы. Абсолютизация спектра самой стандартной звезды проводится на основе «привязки» её к лаб. источнику с известным распределением энергии (модель абсолютно чёрного тела или, напр., прокалиброванная люминесцентная лампа). Фотометрич. измерения спектров осуществляются методами обычной *фотометрии*. Фотографич. спектры используются в осн. лишь для спектроскопич. измерений, а измерение E_{λ} осуществляется с помощью одноканальных фотозаписи, сканеров или методами многоканальной электроспектрофотометрии с использованием матричных (одномерных и двумерных) приёмников излучения, электроно-оптич. преобразователей, микроканальных усилителей и др. (см. *Приёмники оптического излучения, Спектральные приборы*).

В астроспектрофотометрии используются почти все принципиальные схемы известных в экзистир. физике лаб. *спектрографов*: призмных и дифракционных, эшелле и фурье-спектрометров. Специфична лишь конструкция астр. спектрографов, во-первых, потому что в процессе работы они находятся в разных положениях относительно горизонта (кроме куз-спектрографов), во-вторых, они используются с применением дит. акципентов в условиях изменяющейся темп-ры. Всё это предъявляет к конструкции астр. спектрографов требования чрезвычайной жёсткости.

Для астроспектрофотометрии упрощаются почти исключительно спектрографы низкой разрешающей силы (от 1 до 100 Å), предназначенные для измерения непрерывного спектра и интегральных интенсивностей линий. Входная щель расширяется настолько, чтобы пропустить весь видимый диск звезды (а иногда и более протяжённых объектов, напр. галактик), т. е. спектрограф работает в бесследном режиме.

Почти все данные, необходимые для построения теории звёздных атмосфер, получены спектрофотометрич. методами. Фотозаписи, измерения распределения энергии в оптич. области спектра ($\lambda = 0,3\text{--}1,1$ мкм) получены примерно для тысячи звёзд. На основе этих данных найдены ср. нормальные (непокрасневшие) кривые распределения энергии в спектрах звёзд разных спектральных классов и светимостей, охватывающих интервал от 3000 до 11 000 Å. Использование стандартных спектров помогает решать мн. проблемы звёздной фотометрии, в частности калибровки и взаимной редукции ФС, определения эфф. темп-р звёзд и исследования спектральных кривых межзвёздного поглощения. Многие физ. свойства звёзд могут быть определены из их спектров. Однако получение распределения энергии в спектре с достаточной дисперсией и достаточной точностью требует очень больших телескопов. В связи с этим спектрофотометрич. измерения используются в осн. с целью изучения уникальных объектов, а также с целью получения калибровочного материала для многоцветных и радиометрич. измерений.

Радиометрия. Задача радиометрич. наблюдений состоит в определении интегральных по спектру энергетич. освещённости E , создаваемых на границе земной атмосферы астр. объектами. Непосредств. измерения E могли бы быть произведены с орбитальной обсерватории при помощи абсолютно неселестивного приёмника. Однако таких приёмников ныне ещё нет. Поэтому используют приёмники, наб. эффективные в данной спектральной области, и соответствующие фильтры, измеряют энергетич. освещённость в ряде спектральных интервалов $\Delta\lambda_i$. После редукции за поглощение в атмосфере находят внесит. значения освещённости $E(\lambda_i) = E(\Delta\lambda_i)/\Delta\lambda_i$, где λ_i — эфф. длина волны данного спектрального интервала. Проведя интерполяционную кривую через точки $E(\lambda_i)$, получают кривую спектральной освещённости $E(\lambda)$, интегрирование k -рой по λ даёт искомое значение E . Если знают, часть E сосредоточена в недоступной для наблюдений с Земли спектральной области, экспериментальную кривую $E(\lambda)$ либо экстраполируют на эту область, либо дополняют данными внеатм. наблюдений. В такой постановке радиометрия по методам измерений приближается к многоцветной фотометрии и к спектрофотометрии с низким разрешением.

Лит.: Курс астрофизики и звёздной астрономии, под ред. А. А. Михайлова, 3 изд., М., 1973; М а р т ы н о в Д. Я., Курс практической астрофизики, 3 изд., М., 1977; в т о ж е, Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Ст р а в ж и с В. Я., Многоцветная фотометрия звёзд, Вильнюс, 1977.

Х. Ф. Халицикин.

АСФЕРИЧЕСКАЯ ОПТИКА — оптич. детали или построенные из них системы, поверхности k -рых не являются сферическими. Как правило, термин «А. о.» применяют к системам с симметрией относительно оптической осн.

Возможности А. о. сравнительно со сферич. оптикой видны при рассмотрении параметров, определяющих

форму несферич. поверхностей. Осесимметрич. сечение поверхности 2-го порядка выражаете у-лином вида $y^2 = Ax - Bx^2$, определяющим эллипс при $B < 0$ (окружность при $B = -1$), гиперболу при $B > 0$ и параболу при $B = 0$. Радиус кривизны кривой в её вершине равен $r_0 = -A/2$. Коэф. B на этот радиус не влияет, и его изменение, влекущее изменения формы поверхности, не приведет к изменению ни фокусного расстояния, ни увеличения системы для параксиального пучка лучей, падающих на поверхность оптич. детали такого сечения. Т. о., несферич. поверхности 2-го порядка, в отличие от сферы, характеризуются только одним параметром — радиусом, имеют ещё один расчётный параметр, позволяющий изменять ход краевых лучей в системе, не затрагивая хода параксиальных лучей, что создаёт доп. возможности для настройки оптич. систем. Ещё большие возможности открываются при использовании поверхностей более высоких порядков. Поэтому при расчёте оптич. систем с заданными аберрациями одна асферич. поверхность может заместить 2—3 сферических, что приводит к резкому сокращению числа деталей системы. А. о. существенно расширяет возможности разработки оптич. систем, но её распространение ограничивается сложностью изготовления и контроля асферич. поверхностей. Хорошо отработанная технология изготовления сферич. поверхности, основанная на принципе притирания изготавливаемой поверхности к инструменту, неприменима в общем виде для асферич. поверхностей из-за непостоянства их кривизны в разных местах детали. Для частного случая поверхности 2-го порядка возможно взаимное исправление поверхности и обрабатывающей кромки инструмента; А. о. произвольной формы изготавливается с помощью инструмента, давление к-рого на обрабатываемую поверхность заданным образом зависит от расстояния до оси вращения детали.

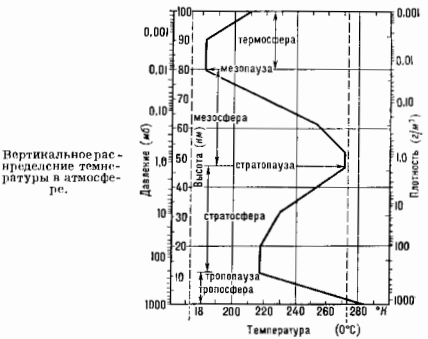
А. о. без осевой симметрии (оптич. системы с цилиндрич. линзами) имеют разл. фокусные расстояния в разных плоскостях, проходящих через оптическую ось, т. е. обладают *астигматизмом*. Применяются в очках для исправления астигматизма глаза, в анаморфотных системах для получения разл. масштаба изображения по разным направлениям и пр.

Лит.: Русин, М. М., Несферические поверхности в оптике, 2 изд., М., 1973; его же, Технические оптика, 11, 1978; Заньков Н. П., Горезин В. В., Изготовление асферич. оптики, М., 1976. А. П. Гизарич

АТМОСФЕРА — внесистемные единицы давления. 1) Физическая А. (атм) — единица давления, равная нормальному атм. давлению: 1 атм = 760 мм рт. ст.; 1 атм = 1,01325 · 10⁵ Па. 2) Техническая А. (ат) — единица давления, равная давлению, производимому силой 1 кгс, равномерно распределённой по плоской поверхности в 1 см². 1 ат = 9,80665 · 10⁴ Па.

АТМОСФЕРА 3 е м л и — газовая оболочка, окружающая Землю. Масса А. составляет ок. 5 · 10¹⁸ т. Ср. давление А. у поверхности Земли равно 1013 гПа (760 мм рт. ст.). С высотой давление убывает по закону, близкому к экспоненциальному. На высотах в десятки км и выше плотность А. сравнительно незначительна. **Строение атмосферы.** По вертикали А. имеет слоистое строение, к-рое определяется в первую очередь особенностями распределения темп-ры (рис.). В самой нижней части А. — тропосфере темп-ра убывает с высотой в ср. на 6 К на 1 км. Высота тропосферы изменяется от 8—10 км в полярных широтах до 16—18 км экватора. В связи с тем, что плотность воздуха быстро убывает с высотой, в тропосфере сосредоточено ок. 80% всей массы А. Над тропосферой расположено переходный слой — стратоплауза — с темп-рой 190—220 К, выше к-рой начинается стратосфера. В ниж. части стратосферы уменьшение темп-ры с высотой прекращается, и темп-ра остаётся прибл. постоянной до высоты 20 км — т. в. изотермич. область (ниж. стратосфера); выше темп-ра начинает возрастать — область инверсии (верхняя стратосфера). Темп-ра достигает мак-

симумом ~270 К на уровне стратоплаузы, расположенной на высоте ок. 55 км. Слой А., находящийся на высотах от 55 до 80 км, где вновь происходит понижение темп-ры с высотой, наз. мезосферой. Над ней находится переходный слой — мезоплауза, выше к-рой располагается термосфера, где темп-ра,



увеличиваясь с высотой, достигает очень больших значений (св. 1000 К). Ещё выше (на высотах 1000 км и более) находится э л з о с ф е р а, откуда атм. газы рассеиваются в мировое пространство за счёт диссипации и где происходит постепенный переход от А. к межпланетному пространству.

Состав атмосферы. Земная А. состоит преим. из азота и кислорода, а также содержит малые кол-ва на аргона, углекислого газа, неона и др. постоянных и переменных компонентов (см. табл.).

Химический состав сухого воздуха у земной поверхности

Газ	Объёмная концентрация, %	Газ	Объёмная концентрация, %
Азот N ₂	78,08	Гелий He	5 · 10 ⁻⁴
Кислород O ₂	20,95	Метан CH ₄	2 · 10 ⁻⁴
Аргон Ar	0,93	Криптон Kr	1,1 · 10 ⁻⁴
Углекислый газ CO ₂	3,5 · 10 ⁻²	Водород H ₂	3 · 10 ⁻⁴
Неон Ne	1,8 · 10 ⁻³		

Кроме этого, А. содержит небольшие количества ксенона, озона, оксидов азота, двуокиси серы и нек-рых др. газов. Хим. состав сухого воздуха сравнительно мало изменяется до высоты ок. 100 км.

Парб. важная переменная компонента А. — водяной пар, концентрация к-рого колеблется у земной поверхности от 3% в тропиках до 2 · 10⁻³% в Антарктиде. Осн. масса водяного пара сосредоточена в тропосфере. Ср. содержание его в вертикальном столбе А. в умеренных широтах составляет ок. 1,6—1,7 см «слоя осаждающей воды». Изменчивость содержания водяного пара в тропосфере определяется взаимодействием процессов испарения, конденсации и горизонтального переноса. В результате конденсации происходит образование облаков и выпадение атм. осадков в виде дождя, града, снега. Процессы фазовых превращений воды протекают преим. в тропосфере.

Важное влияние на атм. процессы оказывает озон, сосредоточенный в осн. в стратосфере и обеспечивающий поглощение солнечной УФ-радиации. Ср. месячные значения общего содержания O₃ изменяются в зависимости от широты и времени года в пределах 0,23—

0,52 см (толщина слоя озона при наземном давлении и темп-ре). Наблюдаются увеличение содержания O_3 от экватора к полюсам и годовой ход с минимумом осенью и максимумом весной. Сущест. изменчивой компонентой А. является углекислый газ, изменчивость содержания к-рого связана с жизнедеятельностью растений, индустриальными загрязнениями и растворимостью в морской воде (газообмен между океаном и А.).

Одной из наиболее оптически активных компонент является атм. аэрозоль — взвешенные в воздухе твердые и жидкие частицы размером от неск. мкм до неск. десятков мкм. Аэрозоль наблюдается как в тропосфере, так и в верхних слоях А., попадая в неё с земной поверхности и в результате индустриальных загрязнений, вулканич. извержений, а также из космоса. Концентрация аэрозоля быстро убывает с высотой, причём на этот ход накладываются многочисленные вторичные максимумы, связанные с существованием аэрозольных слоев.

Радиационный, тепловой и водный балансы атмосферы. Практически единств. источником энергии для всех физ. процессов, развивающихся в А., является солнечная радиация. Гл. особенности радиац. режима А. — т. н. парниковый эффект: А. слабо поглощает солнечную КВ-радиацию, к-рая б. ч. достигает земной поверхности, но задерживает тепловое ДВ-излучение земной поверхности, значительно уменьшая теплоотдачу Земли в космич. пространство и повышая её темп-ру.

Приходящая солнечная радиация частично поглощается в А. гл. обр. водяным паром, углекислым газом, озоном и аэрозолями, а также рассеивается на частицах аэрозоля и на флуктуациях плотности А. Прямая и рассеянная солнечная радиация составляет суммарную радиацию, к-рая, достигая земной поверхности, частично отражается от неё. Величина отражённой радиации определяется отражат. способностью подстилающей поверхности, т. е. альбедо. За счёт поглощённой радиации земная поверхность нагревается и становится источником собств. ДВ-излучения, направленного к А. В свою очередь, А. также излучает ДВ-радиацию, направленную к земной поверхности (т. н. протирозия в учении А.) и в мировое пространство. Радиац. теплообмен между земной поверхностью и А. определяется эфф. излучением — разностью между собственным излучением поверхности Земли и поглощённым ею противоналучением А. Разность между КВ-радиацией, поглощённой земной поверхностью, и эфф. излучением назв. радиационным балансом.

Преобразование энергии солнечной радиации после её поглощения земной поверхностью и А. составляет тепловой баланс Земли. Гл. источник теплоты для А. — земная поверхность, поглощающая осн. долю солнечной радиации. Поскольку поглощение солнечной радиации в А. меньше потери теплоты из А. в мировое пространство ДВ-излучением, радиац. расход теплоты восполняется её притоком к А. от земной поверхности в форме турбулентного теплообмена и притоком в результате конденсации водяного пара в А. Т. к. итоговая величина конденсации во всей А. равна кол-ву выпадающих осадков, а также величине испарения с земной поверхности, приход конденсат. теплоты в А. численно равен её затрате на испарение с поверхности Земли. Поток солнечной энергии за единицу времени через площадку единичного размера, перпендикулярную солнечным лучам и расположенную вне А. на ср. расстоянии Земли от Солнца (т. е. солнечная постоянная), до совр. данных, равен 1367 Вт/м^2 . Значение солнечной радиации, поглощённой Землей как планетой, равно 237 Вт/м^2 . Из этого кол-ва 157 Вт/м^2 поглощается земной поверхностью, 80 Вт/м^2 — А. Радиац. баланс земной поверхности равен 105 Вт/м^2 , эфф. излучение с земной поверхности, соответствующее разности поглощённой радиации и радиац. баланса, составляет 52 Вт/м^2 .

Энергия радиац. баланса расходуется на испарение воды (88 Вт/м^2) и турбулентный теплообмен земной поверхностью с А. (17 Вт/м^2). А. получает тепловую энергию из трёх источников: поглощённой КВ-радиации (80 Вт/м^2), притока теплоты от конденсации водяного пара (88 Вт/м^2), турбулентного потока теплоты от земной поверхности (17 Вт/м^2). Сумма этих значений равна потере теплоты А. на ДВ-излучение в мировое пространство (185 Вт/м^2). Нек-рая часть энергии солнечной радиации затрачивается на поддержание общей циркуляции А. и на др. атм. процессы, однако эта часть незначительна по сравнению с осн. составляющими теплового баланса.

Водный баланс А. в целом соответствует равенству кол-ва осадков, выпадающих на земную поверхность, и кол-ва влаги, испарившейся с поверхности Земли. Каждый из этих величин равен 113 см/год . А. над континентами ежегодно теряет кол-во воды, выпадающей в виде осадков, равное 80 см/год , и получает образованный испарением водяной пар в кол-ве $48,5 \text{ см/год}$. А. над океанами соотв. теряет 127 см/год и получает 140 см/год . Избыток водяного пара, образованный испарением с океанов, переносится по океанам континентам воздушными течениями. Величина его равна для поверхности континентов $31,5 \text{ см/год}$, для поверхности океана — 13 см/год . Перенос водяного пара в А. с океанов на континенты численно равен значению стока рек, впадающих в океаны.

Движение воздуха. Нагревание А. в разных частях Земли неодинаково. Особенно большие контрасты темп-ры у поверхности Земли существуют между экватором и полюсами из-за различия притока солнечной энергии на разных широтах. Наряду с этим на распределение темп-ры влияет расположение континентов и океанов. Из-за высоких теплоёмкости и теплопроводности океанич. вод океаны значительно ослабляют колебания темп-ры, к-рые возникают в результате изменений притока солнечной радиации в течение года. В связи с этим в средних и высоких широтах темп-ра воздуха над океанами летом заметно ниже, чем над континентами, а зимой — выше.

Неодинаковое нагревание А. способствует развитию общей циркуляции атмосферы, тесно связанной с распределением атм. давления. На уровне моря распределение давления характеризуется относительно низким значением вблизи экватора, увеличением в субтропиках (поиса высокого давления) и понижением в средних и высоких широтах. При этом над материками ветропич. широт давление зимой обычно понижено, а летом ложжено. Под действием градиента давления воздух испытывает ускорение, направленное от высокого давления к низкому. Однако, с возникновением движения воздуха на него начинают действовать отклоняющая сила вращения Земли (*Кориолиса сила*), сила трения, к-рая убывает с высотой, а при кризисных ситуациях и центробежная сила.

С планетарным распределением давления связана сложная система воздушных течений. Нек-рые из них сравнительно устойчивы, а другие постоянно изменяются в пространстве и во времени. К устойчивым воздушным течениям относятся пассаты и пассаты, к-рые направлены от субтропич. широт обеих полушарий к экватору. Сравнительно устойчивы также муссоны — возд. течения, возникающие между океаном и материком и имеющие сезонный характер. В ср. широтах преобладают возд. течения зап. направления (с З на В.), в к-рых возникают крупные вихри — циклоны и антициклоны, обычно простирающиеся на сотни и тысячи км. Циклоны наблюдаются и в тропич. широтах, где они отличаются меньшими размерами, но особенно большими скоростями ветра, часто достигающими силы урагана (т. е. тропич. циклоны). В верх. тропосфере и ниж. стратосфере часто возникают сравнительно узкие (в сотни км шириной) струйные течения, с резко очерченными границами,

в пределах к-рых ветер достигает больших скоростей — до 100—450 м/с.

Климат и погода. Различия в кол-ве солнечной радиации, приходящей на разные широты земной поверхности, и сложность её строения, включая распределение океанов, континентов и горных систем, определяют разнообразие климатов Земли. Климат тропич. широт характеризуется высокими темп-рами воздуха у земной поверхности (в ср. 25—30°С), к-рые мало меняются в течение года. В экваториальном поясе обычно выпадает большое кол-во осадков, что создаёт там условия избыточного увлажнения. В тропиках, за пределами экваториального пояса, кол-во осадков уменьшается и в ряде областей субтропич. пояса высокого давления становится очень малым. Здесь расположены обширные пустыни Земли.

В субтропиках и средних широтах темп-ра воздуха значительно меняется в годовом ходе, причём разница между темп-рой зимы и лета особенно велика в удалённых от океанов районах континентов. Так, в нек-рых областях Вост. Сибири ср. темп-ра наиб. холодного месяца на 65°С ниже темп-ры наиб. тёплого. Условий увлажнения в указанных широтах очень разнообразны и в осн. зависят от режима общей циркуляции А.

В полярных широтах, при наличии заметных сезонных изменений темп-ры, она остаётся низкой в течение всего года, что способствует широкому распространению ледяного покрова на суше и океанах.

На фоне сравнительно устойчивого климата происходит постоянное изменение погоды, определяемой в осн. циркуляцией А. Погода наиб. устойчива в тропич. странах и наиб. изменчива в средних широтах и околополярных областях, и частности на севере Атлантики и Тихого океанов, где часто возникают и развиваются циклоны. Методы прогноза погоды на сутки основаны на ностронские ежедневных приземных и высотных синоптич. карт погоды, к анализу к-рых применяются общиые физ. закономерности атм. процессов. При прогнозировании на 3—5 сут и более применяются разл. статистич. приёмы. При суточных прогнозах погоды всё более широкое распространение приобретает численные методы прогноза, основанные на решении гидродинамич. и термодинамич. ур-ний, описывающих движение А.

Оптические, акустические и электрические явления в А. При распространении эл.-магн. излучения в А. в результате рефракции, поглощения и рассеяния света воздухом и разл. частицами (аэрозоли, облачные частицы, капли дождя) возникают разл. оптич. явления: радуга, ирризация, гало, мираж. Рассеяние света обуславливает видимую синюсность небесного свода и голубой цвет неба. Оптич. нестабильность А. ограничивает возможность астр. наблюдений. Условия распространения света в А. определяют видимость предметов. От прозрачности А. на разл. длинах волн зависит дальность распространения излучения лазеров, что важно с точки зрения применения лазеров для связи. Ослабление А. ИК-излучения влияет на функционирование разл. устройств и приборов ИК-техники. Для исследований оптич. неоднородностей стратосферы и мезосферы важное значение имеет явление сумерек. Напр., фотографиярование сумерек с космич. кораблей позволяет обнаруживать аэрозольные слои. Все эти вопросы, а также многие другие изучает *атмосферная оптика*. Рефракция и рассеяние радиоволн обуславливают возможности радиоприёма (см. *Распространение радиоволн*).

Распространение звука в А., зависящее от пространственного распределения темп-ры и скорости ветра, представляет интерес для разработки косвенных методов зондирования верхних слоёв А. Так, наблюдения зон слышимости звука при искусств. взрыве позволили обнаружить увеличение темп-ры с высотой в атмосфере. Применение ракетного акустич. метода дало возмож-

ность получить богатую информацию об ветрах и стратосфере и мезосфере (см. *Атмосферная акустика*).

Фундам. проблема в исследованиях *атмосферного электричества* — наличие отрицат. заряда Земли и обуславливающего им электрич. поля А. Важная роль в этой проблеме принадлежит образованию облаков и грозногого электричества. Часто возникновение грозных разрядов являло необходимость разработки методов грозозащиты зданий, сооружений, линий электропередач и связи. Особую опасность это явление представляло для авиации. Грозные разряды вызывают атм. радиопомехи, получившие назв. *атмосферич.* В периоды резкого увеличения напряжённости электрич. поля наблюдаются светящиеся разряды, возникающие над острыми и острыми углах предметов, выступающих над земной поверхностью, на отл. вершинах в горах и др. (г. и. Э. и. Э. и др.). Под влиянием процессов ионизации разл. происхождения А. всегда ионизована и содержит много изменяющихся в зависимости от конкретных условий кол-ва лёгких и тяжёлых ионов, к-рые обуславливают электрич. проводимость А. Гл. ионизаторы земной поверхности — излучения радиоакт. веществ, содержащихся в земной коре и в А., а также космич. лучи.

Эволюция атмосферы. Совр. земная А. имеет, по-видимому, вторичное происхождение и образовалась из газов, выделенных твёрдой оболочкой Земли (литосферой) после формирования планеты. В течение геол. истории Земли А. претерпела значит. изменения под влиянием ряда факторов: диссипация (улетучивание) атм. газов в космич. пространство; выделение газов из литосферы в результате вулканич. деятельности; диссоциации (расщепления) молекул под влиянием солнечного УФ-излучения; хим. реакции между компонентами А. и породами, слагающими земную кору; аккумуляция (захвата) межпланетной среды (напр., метеоритного вещества). Развитие А. было тесно связано с геол. и геохим. процессами, а также с деятельностью живых организмов. Значит. часть газов, составляющих совр. А. (азот, углекислый газ, водной пар), возникла в ходе вулканич. и внутриземной деятельности, выносившей их из глубин нашей планеты. Кислород появился в более или менее значит. кол-ве ок. 2 млрд. лет тому назад как результат деятельности фотосинтезирующих растений.

По данным о хим. составе карбонатных отложений получены оценки кол-ва CO_2 и O_2 в А. геологич. прошл. На протяжении фанерозоя (последние 570 мил. лет истории Земли) кол-во CO_2 в А. изменялось в широких пределах в соответствии с уровнем вулканич. активности. Как правило, концентрация CO_2 в это время была значительно выше современной (до 10—15 раз). Кол-во O_2 в А. в фанерозое изменялось впрямь, причём преобладала тенденция к увеличению кол-ва O_2 в А. докембрич. масса CO_2 была, как правило, более высокой, а масса O_2 — более низкой по сравнению с А. в фанерозое. Голодание кол-ва CO_2 оказывало сущест. влияние на климат в прошлом, усиливая парниковый эффект при росте концентрации CO_2 и связи с чем климат на протяжении осн. части фанерозоя был более тёплым по сравнению с нашей эпохой.

Атмосфера и жизнь. А. обеспечивает возможность жизни на Земле и оказывает большое влияние на разные стороны жизни человечества. Наибольшее значение из атм. газов для жизнедеятельности организмов имеют кислород, азот, водной пар, углекислый газ, озон. При поглощении CO_2 фотосинтезирующими растениями создаётся органич. вещество, используемое как источник энергии подавляющим большинством живых существ, включая человека. Кислород необходим для существования аэробных организмов, для к-рых приток энергии обеспечивается реакциями окисления органич. веществ. Азот, усваиваемый нек-рыми микроорганизмами (азотификсаторами), необходим для минерального питания растений. Озоновый экран значительно ослаб-

дует приток поступающей от Солнца опасной для многих организмов УФ-радиации. Конденсация водяного пара в А. является источником жидкой воды, без к-рой невозможны никакие формы жизни. Жизнедеятельность организмов в гидросфере во многом определяется кол-вом и хим. составом атм. газов, растворённых в воде. Т. к. хим. состав А. существенно зависит от деятельности организмов, организмы в А. можно рассматривать как одну систему, эволюция к-рой имела большое значение для изменений состава А. в геологич. прошлом.

Влияние человека на атмосферу. В течение последнего столетия происходил рост концентрации CO_2 в А., обусловленный гл. обр. сжиганием всё возрастающих кол-в угля, нефти и др. видов углеводородного топлива. Предполагается, что за это столетие кол-во CO_2 возросло на 20—25% от его исходного значения. Такое изменение хим. состава А. привело к некому усилению парникового эффекта и к небольшому потеплению ср. темп-ры нижнего слоя воздуха. Наряду с CO_2 под влиянием хоз. деятельности в А. возрастает кол-во фреонов, окислов азота и ряда др. газов, к-рые являются малыми но объёму примесями к атм. воздуху. Все эти примеси аналогично влиянию CO_2 способствуют изменению климата в сторону потепления.

Большое значение стало придаваться разработке методов активного воздействия на атм. процессы. В частности, в СССР широко применяется защита засоляющихся растений от градобития путём распыления в грозных облаках спец. реагентов. Разрабатываются методы рассеяния туманов, защиты растений от заморозков, ведутся эксперим. работы по воздействию на облака для увеличения кол-ва осадков.

Изучение атмосферы. Сведения о физ. процессах в А. получают из метеорологич. наблюдений, к-рые проводятся мировой сетью постоянно действующих метеорологич. станций и постов, расположенных на всех континентах и на м. островах. Ежедневные наблюдения дают сведения о темп-ре и влажности воздуха, атм. осадках, облачности, ветре, давлении и др. метеорологич. элементах. Наблюдения за солнечной радиацией и её преобразованиями проводятся на актинометрич. станциях. Существенное значение для изучения А. имеют данные аэрологич. сети станций, где при помощи радиозондов выполняются наблюдения за метеорологич. режимом в свободной А. до высоты 30—40 км. На ряде станций проводятся наблюдения за атм. озонном, элементарным атм. электричеством, хим. составом воздуха.

Материалы наземных метеорологич. станций дополняются наблюдениями на океанах, где действуют корабли погоды, постоянно находящиеся в опред. районах Мирового океана, а также метеорологич. сведениями, получаемыми с кораблей разл. назначения во время их рейсов.

Для изучения стратосферы на высотах в неск. десятков км применяются метеорологич. ракеты, к-рые позволяют получить представление о движении воздуха и колебаниях термич. режима в стратосфере, выяснить связь физ. процессов, происходящих в стратосфере, с процессами в тропосфере и т. д. Получить информацию, относящуюся не только к отд. районам, но и ко всей А., позволяют метеорологич. спутники Земли, на к-рых установлены приборы для измерения потока УФ- и ИК-радиации. По данным наблюдений с помощью спутников удалось точно определить величину солнечной постоянной, найти истинное значение альбедо Земли, построить карты радиац. баланса системы Земля — А., решить др. задачи изучения атм. процессов.

Лит.: Засерев А. С., Синоплитическая метеорология, 2 изд., Л., 1977; Х р г я н А. Х., Физика атмосферы, т. 1—2, 2 изд., Л., 1978; М а т в е е в Л. Т., Курс общей метеорологии, Физика атмосферы, Л., 1976; Б у д и м о М. И., Климат в прошлом и будущем, Л., 1980; Океан — Атмосфера, Энциклопедия, Л., 1983. М. И. Брушко.

АТМОСФЕРА ВЕРХНЯЯ — в узком смысле слова часть атмосферы Земли, расположенная выше 90—

100 км, характеризующаяся быстрым изменением относит. содержания осн. газов с высотой, в отличие от нижней части — до относит. содержания осн. газов остаётся неизменным; в широком смысле слова — область атмосферы, расположенная выше примерно 10—17 км. Область атмосферы от 15 до 100 км часто наз. «средней атмосферой». Отличит. особенностью А. в. (выше 100 км) — ионосферств, зависимость её состояния от солнечной активности.

Структура и динамика А. в. существенно определяются неравновесными в термодинамич. смысле процессами, связанными с ионизацией и диссоциацией солнечным излучением, хим. процессами, возбуждением внутр. стеной свободы молекул и атомов, их дезактивацией, соударениями и др. При этом степень неравновесности возрастает с высотой по мере уменьшения плотности. Однако вплоть до высот 500—1000 км, а часто и выше, степень неравновесности для многих характеристик А. в. остаётся достаточно малой, что позволяет использовать для её описания классич. и *массивную гидродинамику* с учётом хим. реакций.

Методы исследования А. в. включают как наблюдения с поверхности Земли с помощью системы наземных радиостроительств, так и специально разработанные эксперименты на ракетах и спутниках, а также теоретич. методы. Сложный характер процессов в А. в. требует проведения комплексных эксперим. программ с привлечением широкого круга разл. измерений и использованием сложных численных моделей для анализа этих измерений. Важную роль в исследовании А. в. играют системы междунар. станций наблюдений: за ионосферой — методом вертикального радиозондирования и пологостью космич. радиозлучения; за поляризациями синими и светением ночного неба — с помощью фотометров и спектрометров; за геомагн. возмущениями и колебаниями магн. поля — с помощью магнитометров; за характеристиками распространения радиоволн — с помощью системы радионирных передающих устройств; за метеорами — с помощью оптических и радиометодов. Результаты этих наблюдений сопоставляются между собой и с данными наблюдений за Солнцем и его излучением, за космическими лучами и пр.

Знания об А. в. существенно расширились в 1950-х—60-х гг. в связи с развитием ракетных и спутниковых методов исследования. При этом новые возможности получили оптические и радиометоды. Измерения стали проводиться непосредственно в самой А. в. (прямые методы), одноврем. расширились и возможности косвенных методов (по поведению светового луча, радиозлуча, собственного свечения атмосферы и т. д.). В 60—70-х гг. важные заключения о свойствах А. в. привнесли детекторы некогерентного рассеяния радиоволн (рассеяние радиоволн на тепловых неоднородностях электронной концентрации). Особая ценность этого метода состоит в том, что он даёт данные об электронной концентрации, электронной и ионной темп-ре, дрейфе заряд. частиц, оценки темп-ры нейтрального газа, состава и ветра непрерывно по большой области высот с хорошим временным и достаточным высотным разрешением. Данные о плотности по торможению спутников, данные детекторов некогерентного рассеяния радиоволн, данные собственного излучения А. в. со спутников и ракетные данные позволяют дать описание сезонно-интродных вариаций темп-ры, плотности и состава А. в., а также суточных вариаций этих параметров, зависимости их от солнечной активности и др. Обобщение этих исследований проведено в виде эмпирич. моделей, дающих оценку атм. параметров в зависимости от солнечной и геомагн. активности, широты, долготы, высоты и сезона с весьма умеренными погрешностями. Эти эмпирические модели дают морфологические описания А. в.

Изучением явлений, происходящих в А. в., с точки зрения атомных и молекулярных взаимодействий и влияния на них солнечного излучения занимается *аэрономия*.

Источники энергии. Процессы, протекающие в А. в., и зависящие от параметров обусловлены поглощением, изменяющимся по времени потоков разл. видов энергии. Главным из них является поток УФ-излучения Солнца, сосредоточенный в области длин волн λ короче 290—300 нм и несущий в среднем 4% полной энергии Солнца. Оси. доля этого излучения в $\lambda=240-300$ нм проникает до высот 20—40 км, где поглощается озонном, вызывая его диссоциацию. В ч. энергии излучения с длинами волн $\lambda=200-240$ нм и $\lambda=140-170$ нм поглощается на высотах 80—100 км, вызывая диссоциацию O_2 . Излучение с λ короче 100 нм (т. е. жесткое УФ- и рентгеновское излучение) проникает в А. в., проникая до верхнего ионосферного уровня. Оно служит источником фотоэлектронного ионоизации. Оно служит источником фотоэлектронного ионоизации. Оно служит источником вторичные ионы и электроны, диссоциацию молекулы и возбуждение частиц, а также разогрет А. в. выше 100 км. Поток нейтрального излучения, к-рый образуется в короне и хромосфере Солнца, равен на границе земной атмосферы 3—10 эрг/см² с, составляет (0,3—1)·10⁻⁶ от полного потока излучения Солнца. Это самая активная часть солнечного излучения, и гл. обр. через ее вариации осуществляется влияние на А. в. солнечной активности. Интенсивность потока излучения может изменяться в течение солнечного цикла в 3 раза, а в период солнечных вспышек кратковременно увеличиваться до 1,5 раза.

Со стороны Земли в А. в. поступают потоки иррадиации ДВ-излучения, к-рые представляют собой иррадиацию солнечной поверхности Земли и видимой и ИК-областей. В А. в. поглощаются также энергии приливов, к-рые возбуждаются в озоновом слое на высотах 30—70 км солнечным УФ-излучением ($\lambda > 200$ нм), распространившимся из трансферы акустич. и гравитач. волн. Важным источником энергии в А. в. является *земной ветер*. Механизм преобразования энергии солнечного ветра в энергию А. в. весьма сложен и охватывает цепочку взаимодействий солнечной среды — магнитосфера — ионосфера — А. в. Неоднородности приходящие к Земле плазмы солнечного ветра вызывают *магнитосферные бури*, *полярные сияния*, нарушения ионосферной радиосвязи и др. Из космоса приходят в А. в. энергии, лучи и микрометеоры, также приносящие энергию и приводящие к хим. иррадиации. Существуют активные зоны в А. в., в к-рых происходит превращение одних видов энергии в другие, благодаря чему энергия легко переносится на большие расстояния. Такими, напр., зоны полярных сияний или *радиационные пояса*, из к-рых в периоды магн. бурь высвобождаются потоки заряд. частиц.

Протяженность и температура нейтральной верхней атмосферы. Положение ионос. границы А. в. Земли установлено менее четко, чем нижней, и зависит от множества неопределенных факторов. Для нейтральной атмосферы эта граница является частью условной. На высоте неск. тысяч км иррадиациями компонента А. в. — атомарный водород. При темп-ре экзосферы 1500 К концентрация атомов водорода 10⁸ см⁻³ (условная граница) должна наблюдаться на расстоянии 1500 км от центра Земли. Протяженность А. в. для полярн. компоненты — до 10 радиусов Земли, в направлении на Солнце и еще больше антисолнечном направлении. Распределение темп-ры с высотой носит сложный характер (рис. 1). Наличие темп-ры с высотой в стратосфере и наличие в мезосфере определяются в осн. балансом между поглощением УФ-излучения Солнца озонном в полосе Хартли (240—290 нм) и излучением CO_2 в полосе 15 мкм. Выше 90 км темп-ра падает с высотой и ее изменение определяется гл. обр. балансом между нагревом УФ-излучением Солнца до $\lambda < 100$ нм и в континуума Шумана—Рунге (135—175 нм) и отводом тепла молекулярной и турбулентной теплопроводностью вниз. Однако здесь, как и ниже, значит. роль

в распределении темп-ры играют ветер и вертикал. движения. Очевидно, в мезосфере и нижней термосфере над зимним полушарием существуют восходящие движения, приводящие к адиабатич. нагреву при сжатии, а в летнем полушарии — восходящие движения, приводящие к адиабатич. охлаждению газа. Этим можно объяснить тот факт, что зимняя мезосфера (в районе

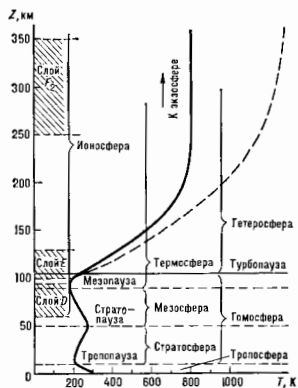


Рис. 1. Структура атмосферы и ионосферы с особенностями изменения среднедуговой темп-ры для низкого (сплошная линия) и среднего (пунктир) широтных солнечных активностей.

мезопаузы) значительно теплее летней, в отличие от стратосферы. К-рая летом толще, чем зимой.

Выше 200 км темп-ра в летнем полушарии выше, чем в зимнем, что определяется в осн. большей длительностью дня летом, чем зимой. Во всей термосфере имеются сильные суточные вариации темп-ры. Как суточные вариации значения темп-ры, так и амплитуды суточных вариаций растут с высотой, выходя для данного часа на пост. значение выше 300 км. Имеется с суточными вариациями темп-ры наблюдаются большие, систематически растущие с высотой вариации давления и плотности. Ср.-суточные темп-ры, так же как и ее приливные вариации, выше в период высокой солнечной активности. Амплитуда термич. прилива максимальна в подсолнечной и в антиподсолнечной точках и спадает к полюсам. В высоких широтах в нижней термосфере наблюдаются сильные токи, обусловленные электрич. полями, возникающими в магнитосфере и переносимыми в ионосферу. Джоулев нагрев атомов (также выделяется тепло при выделении энергичных частиц) оказывает существенное влияние на глобальное распределение темп-ры. Особенно сильны влияния токов в период магн. бурь. Перераспределение темп-ры при этом сопровождается реакциями перестройки термосферной циркуляции и скорости ветра могут достигать величин 600 м/с на высотах более 120 км.

Химический состав. С высотой абс. концентрация частиц уменьшается и изменяется соотношение N_2 , O_2 и примесей, наблюдаемых в ниж. части атмосферы. На состав химич.ически неравновесных газов А. в. влияет соотношение между турбулентными и молекулярным (тепловым) перемешиванием. До высоты 100 км преобладает интенсивное турбулентное перемешивание, безразличное к молекулярному весу отдельных составляющих, поэтому относительный состав в этой области постоянен. В силу этого область атмосферы до 100—140 км наз. г. о. м. с. ф. р. о. т. е. однородной по составу. Выше этого уровня начинает преобладать молекулярное перемешивание и каждый газовый компонент стремится к высотному распределению, определяемому *барометрической формулой* с молекулярным весом этого компо-

вента. Выше примерно 140 км можно считать, что каждый компонент газа распределен по своей барометрич. ф-ле. Состав атмосферы здесь меняется с высотой, и эта область изменения состава наз. гетеросферой. Атомный кислород в области своего максимума на высоте 95 км составляет долю менее 0,1%, а выше 200 км он становится преобладающей компонентой. Выше 1000 км его смещают гелий, выше 5000 км преобладает водород. Аналогичная картина наблюдается для положит. ионов: ниже 170 км преобладают молекулярные ионы NO^+ и O_2^+ , в области 170—1000 км — ион O^+ , а выше 1000 км — ион H^+ . Указанные границы соответствуют лишь нек-рым ср. условиям, на самом деле они несколько изменяются с временем суток, сезоном, широтой и уровнем солнечной активности. В частности, из-за значит. сезонных и широтных вариаций гелия (в десятки раз) указанное для него преобладание наблюдается гл. обр. в зимний сезон на ср. широтах.

Граница между гомосферой и гетеросферой наз. турбопаузой, поскольку ранее предполагали, что именно здесь коэф. турбулентного и молекулярного перемешивания равны во вслании. Ниже стало ясно, что уровень турбопаузы, т. е. границы, где явственно меняется относит. состав А. в., зависит также от движений, прежде всего вертикальных. Для химически взаимодействующих газов распределение их концентрации определяется относит. ролью скоростей хим. реакций и дивергенции их потоков (молекулярного, турбулентного, конвективного). Характерен в этом отношении атомный кислород O, концентрация к-рого имеет максимум между 80 и 100 км. Ниже максимума распределение концентрации O определяется из условий хим. равновесия, а выше максимума — стремится к барометрич. распределению.

В отличие от O_2 , у N_2 не происходит сильной диссоциации под действием солнечного излучения, поэтому в целом атомного азота N в А. в. много меньше, чем атомного кислорода. Максимум слоя атомного азота днем падает на высоту ок. 250 км. Несмотря на низкую концентрацию, атомный азот играет важную роль и аэрозольн. процессах, особенно в области максимума слоя. Напр., концентрация ионов N^+ составляет примерно 0,1 от концентрации осн. иона O^+ в области F₂ и во внеш. ионосфере.

К области высот 500—600 км концентрация нейтральных частиц уменьшается до 10^8 — 10^7 см⁻³, т. е. настолько, что столкновения между нейтральными частицами становятся редкими. Эта область термосферы наз. экзосферой или геокороной. В экзосфере частицы с очень большими скоростями способны преодолеть земное притяжение и покинуть Землю (убегающие или диссипирующие частицы). Это происходит прежде всего с атомами водорода.

Динамика верхней атмосферы. А. в. находится в непрерывном движении. Осн. типы движений: ср.-суточная циркуляция, как зональная, так и меридиональная; термич. и гравитац. приливы с суточными и полусуточными модами; внутр. гравитац. и акустич. волны; турбулентность. Ниже 80 км ср.-суточный ветер (иногда наз. преобладающим) — западный (дует с запада на восток) в зимнем полушарии с максимумом в средних широтах на высоте 60 км и достигающий значения 80 м/с, и восточный — в летнем полушарии с максимумом в средних широтах на высоте 70 км и достигающий 60 м/с.

Выше 200 км ср.-суточный ветер имеет такой же сезонный ход, но его величина несколько меньше (в спольных геомах. условиях). Очевидно, начиная со 100 км и несколько выше существует слой обратной циркуляции — восточный зимой и западный летом. Выше 140—160 км образуются глобальные ячейки циркуляции, различие в солдествояние (рис. 2а) и равноденствие (рис. 2б). Обратная ячейка в зимнем полушарии обусловлена действием высокоширотного источника

нагревания. Т. н. метеорная зона 75—105 км с центром на 95 км находится как раз на границе слоев с разной циркуляцией. Дрейфы метеорных следов показывают адеф полугодового сезонный ход: в течение года — западный ветер, но в период равноденствий наблюдается обращение ветра на восточный или резкое ослабление западного ветра.

Благодаря суточной смене нагрева и охлаждения А. в. расширяется и сжимается с суточным периодом,

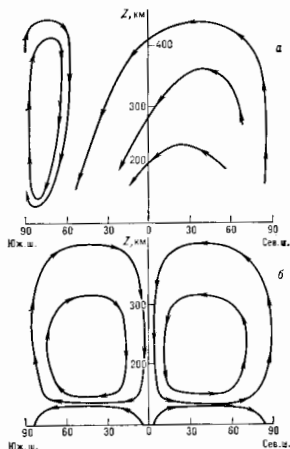


Рис. 2. Схема циркуляции в термосфере (меридиональный разрез): а — в период солнцестояния; б — в период равноденствия.

возбужден приливные волны, к-рые приводит в движение А. в. в горизонтальном направлении. Суточные вариации ветра нарастают по амплитуде от 10—30 м/с на высоте 95 км до 100—150 м/с на высотах более 200 км. Для наблюдаемых, находящихся вне Земли, картина суточных вариаций ветра здесь инвертирует так, как если бы воздух растекался от водосодержащей точки и устремлялся через полюсы к антиподальной. В области высот 100—200 км преобладает полусуточная мода приливного ветра, объясняемая своим происхождением распространению прилива из стратосферы и мезосферы (термич. прилив вызван поглощением УФ-излучения Солнца озоном). Важную роль в динамике термосферы играют столкновения нейтральных частиц с заряженными, концентрация к-рых с высотой падает значительно медленнее нейтральных. Заряж. частицы из-за геомагн. поля не могут двигаться поперек магн. силовых линий. Поэтому трение нейтральных частиц о заряженные, как бы прилипающих к магн. силовым линиям, играет очень большую роль, определяя одну из гл. гидродинамич. сил здесь — ионное трение.

Зимой в гомосфере наблюдаются стоячие планетарные волны масштаба полудня на высоте 80 км (возможно, и выше), распространяющиеся от несолнородности земной поверхности. Обнаруживаемые на высотах 80—120 км гравитац. волны (с периодами от 8 мин до неск. часов) хотя бы частично обязаны своим появлением источникам, находящимся в тропосфере (атм. фронты, струйные течения). Природа наблюдаемой в мезосфере и ниж. термосфере турбулентности ныне не имеет последоват. объяснения. Всего вероятнее, она обязана своим происхождением нелинейному разрушению внутр. гравитац. волн, распространяющихся снизу.

Другие влияния в верхней атмосфере. Под действием солнечного и корпускулярных излучений в А. в. обра-

зуются разл. слоев ионизации и свечения. Почти на границе с ниж. атмосферой на высоте ок. 15 км находится максимум скорости образования ионов под действием самых высокоэнергичных частиц — галактич. космических лучей и продуктов ядерных реакций при их взаимодействии с атмосферой (м а к с и м у П Ф о т ц е р а). На этих высотах возникает слой ионизации с концентрацией ионов $6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Скорость ионообразования q на высотах широты больше, чем на средних и экваториальных, и возрастает при переходе от максимума к минимуму солнечного цикла в соответствии с изменением интенсивности космич. лучей. К высотам 50—70 км эта величина q уменьшается на 3—4 порядка, но всё ещё остаётся выше, чем скорость ионообразования под действием др. источников ионизации.

Свечение атмосферы на высотах ок. 100 км подразделяют на ночное, сумеречное и дневное. Оно состоит из непрерывного спектра и линий (эмиссии) атомов и молекул и наблюдается от УФ- до ИК-области спектра. Для ночного свечения наиб. интенсивны в видимой области спектра линии атомов кислорода — зелёная (5577 Å) и красные (6300—6364 Å), а также D — линия натрия (5893 Å). В ближней ИК-области спектра весьма интенсивна группа вращательно-колебат. полос гидроксидов. Большинство эмиссий образуются на высотах ок. 100 км и видны с космич. корабля как длинный свечящийся слой. На высотах ок. 250 км на низких широтах наблюдается также свечение второго, более слабого слоя. Процессы, вызывающие свечение атмосферы ночью, связаны с образованием возбуждённых атомов и молекул в результате хим. реакций. Обычно возбуждённые частицы А. в. образуются в результате процессов ионизации, диссоциации, в ионно-молекулярных реакциях и при столкновениях с др. возбуждёнными частицами. В дневное и сумеречное время пер-ые эмиссии излучаются более интенсивно, чем ночью. Это свечение обусловлено флуоресценцией под действием солнечного излучения. Данные о свечении атмосферы используются для исследования элементарных процессов в А. в.

Область А. в., расположенная на высотах от ~50 до неск. тысяч км, обладающая высокой концентрацией электронов и придающая к рефракция радиоволн, наз. *ионосферой*. В зависимости от изменения осн. свойств её подразделяют на неск. слоев, ионизации в к-рых в дневное время происходит разл. участками спектра солнечного излучения: область D (70—90 км) — рентгеновским и линией лайман-альфа водорода, область E (90—130 км) — линиями С III 977 Å и лайман-бета водорода, область F (выше 130 км) — осн. частью излучения — 10^8 — 10^{10} А.

В А. в. наблюдаются энергичные электроны разл. происхождения: лаур. фотоэлектроны или электроны радиац. поясов. Концентрация энергичных электронов иногда на много порядков выше раттосферной, соответствующей максвелловскому распределению по скоростям со ср. электронной темп-рой, что говорит о неравновесности ионосферной плазмы. Однако отклонения от максвелловского распределения начинаются при энергиях в несколько эВ, т. е. в дальком хвосте распределения.

Фотоэлектроны с энергией 1—500 эВ имеют на высотах более 200 км, как показали recentes измерения, образуют интегральный поток до 10^8 — $10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ захваченный в магн. силовых трубках. Фотоэлектронами обусловлен в процессе фотоионизации солнечным излучением, унос с собой энергии, равную избытку энергии фотона, над потенциалом ионизации атома или молекулы. Поэтому в спектре фотоэлектронов наблюдаются пики, соответствующие наиб. ярким линиям в спектре КВ-излучения Солнца. Фотоэлектроны служат источником образования возбуждённых атомов и молекул в А. в., а при столкновении с тепловыми электронами они передают им часть энергии, благодаря чему электронная темп-ра А. в. существенно выше нейтральной. При

высыпании в А. в. высокоэнергичных частиц образуются также потоки вторичных электронов.

На высотах более 10—20 тыс. км геомагн. поле удерживает захваченные им высокоэнергичные протоны (0,1—100 МэВ) и электроны (1—1000 кэВ), образуя два радиац. пояса. Источником таких частиц для внутр. радиац. пояса являются, вероятно, распадающиеся нейтроны, к-рые возникают в ядерных реакциях на высотах 20—25 км при бомбардировке А. в. космич. лучами. Вне области поясов захваченных частиц магн. силовых трубок проецируются в т. п. зоны аирорадиации овала, расположенные вокруг поясов геомагн. ионов на широтах 68—75°. В этих зонах ироисходит высыпание частиц высоких энергий, к-рые вызывают полярные сияния.

Радиоизлучение ионосферы и магнитосферы. На поверхности Земли наблюдают разнообразные эл.-магн. НЧ-сигналы естеств. происхождения. Источником неч-рых из них служат электрич. разряды в тропосфере — *атмосферика*. «Свистящие атмосферика» (или вистеры) звуковой частоты, способные распространяться вдоль силовых линий геомагн. поля, были использованы для первых оценок концентрации электронов n_e во внеш. частях магнитосферы на расстояниях 3—4 радиусов Земли; оказалось, $n_e \approx 10^8$ — 10^9 см^{-3} . На ИСЗ были подтверждены эти оценки и найдено, что далее 4—5 радиусов Земли (плазмосауза) величина n_e скачком уменьшается примерно в 100 раз — т. е. эффект колена.

В диапазоне низких частот 1—10 кГц обнаружено радиоизлучение ионосферного происхождения. По своему характеру оно разделяется на неск. типов: «шипение» — теплового характера, дискретное с определен. тоном (типа «щелестания птиц», «львиного рёва» и др.) и смесь дискретных излучений, т. е. хоры. Излучение локализовано в области диам. 200—1000 км, т. к. распространяется вдоль узкого пучка магн. силовых линий. Источником радиоизлучения могут быть возмущения ионосферной плазмы, вызванные вторжением зоряч. частиц.

С помощью удалённых ИСЗ обнаружено т. п. километровое радиоизлучение магнитосферы, всплески к-рого возникают в периоды локального усиления потоков высокоэнергичных электронов. Излучение концентрируется вокруг зоны полярных сияний.

Геомагнитные вариации. Выше 130—150 км плотность энергии геомагн. поля выше плотности энергии плазмы, к-рая оказывается замороженной в магн. поле. Ниже 70—80 км движение ионов и электронов определяется взаимодействиями при столкновениях с нейтральным газом. В ирмосферной области высот 80—130 км ионы движутся совместно с нейтральным газом, электроны уже привязаны к магн. силовым линиям и их движение может значительно отличаться от движения ионов, что является причиной возникновения здесь слоев электрич. тока. Такие токи, вызываемые циркуляцией атмосферы, наз. дин. т о м о т о к а м и; с ними связаны регулярные суточные вариации напряжённости геомагн. поля, составляющие несколько десятков гамм.

Кроме медленных наблюдаются сравнительно кратковременные флуктуации и пульсации геомагн. поля с периодами колебаний от долей секунды до неск. минут. Они классифицируются на неск. типов, среди к-рых имеются микро- и «галактич. пульсации», короткопериодические и «коммунжунки» (колебания с периодом 0,2—5 с с регулярными вариациями амплитуды, длинны и иногда частоты). Возникновение кратковременных колебаний геомагн. поля вызвано не до конца, его свалывают с гидромагн. колебаниями магнитосферы.

Др. источником геомагн. вариаций являются изменения на границе магнитосферы обусловленные вариациями солнечного ветра. В обычных условиях они составляют десятки гамм. Но после солнечных всплесков и др. возмущений солнечного ветра вариации магн. поля на поверхности Земли могут достигать сотен гамм —

это т. н. магн. бури. Во время магн. бурь происходит возмущение многих параметров А. в.: темп-ры и состава, свечения и ионизации, радиац. поясов, радиоизлучения и геомагн. вариаций. В межпланетном пространстве при этом происходит ослабление космич. лучей, приходящих к Земле (ф о р б у и - э ф е к т).

Во время солнечных вспышек наблюдаются таковы возмущения А. в. Так, одновременно со вспышкой происходит внезапные ионосферные возмущения и связанные с ними магнитные «крупне» (внезапные возмущения геомагн. поля), объяснимые увеличением УФ- и рентгеновского излучения, а спустя неск. часов рост поглощения в полярных шапках, вызываемый приходом от вспышки т. н. солнечных космич. лучей, т. е. протонов с энергией 1—10 МэВ.

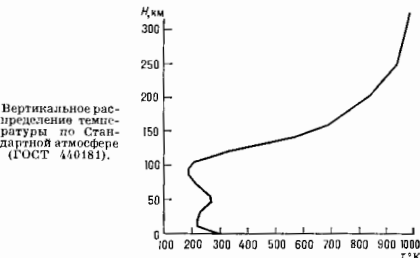
Исследования А. в. имеют большое значение в связи с полетами ИСЗ, космонавтикой, радиосвязью. Для надёжного обеспечения приземления космич. аппаратов необходимо иметь точные сведения о параметрах А. в. Длительные полёты космонавтов требуют тщательного анализа условий радиац. облучения в А. в. и от солнечных вспышек, для чего создана служба радиац. безопасности. Получили равнение разл. радиотехн. средства и системы, такие как радиосвязь, радионавигация, радиолокация, использующие ионосферу в качестве элемента тракта передачи информации. Для обеспечения их работы создана служба ионосферы.

От наблюдений за ионосферой и магнитосферой стали переходить к активным экспериментам и искусств. воздействиям, таким, как разогрев ионосферы и образование в ней областей с пониженной концентрацией электронов («дыры»), вызывание искусств. полярных сияний или трансирование магн. силовых линий с помощью выброса с ракет светящихся барьерных облаков.

Другие планеты. Исследование с помощью сов. космич. аппаратов «Марс», «Венера» и амер. космич. зондов «Пионер», «Вояджер», «Маринер» позволило существенно расширить знания о др. планетах и их атмосферах, что важно и для сравнит. изучения нашей планеты. В отличие от азотно-кислородной атмосферы Земли, в атмосфере Марса и Венеры преобладает углекислый газ, а на Юпитере и Сатурне — водород и его соединения. Вблизи поверхности Венеры, Земли и Марса давление атмосферы находится примерно в отношении 100 : 1 : 0,01, а темп-ра равна 750, 300 и 250 К соответственно. С помощью космич. аппаратов исследованы свечение А. в. и ионосфера Марса и Венеры. Отличия от земной ионосферы обусловлены, во-первых, разницей расстояния от Солнца, во-вторых, хим. составом А. в. Днём максимум n_p на Марсе составляет $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ на высоте 135 км, на Венере — $5 \cdot 10^8$ на высоте 145 км. На Венере, лишённой магн. поля, днём обнаружена довольно низко расположенная плазмосфера (~300 км), что обусловлено действием солнечного ветра. На Юпитере с его сильным магн. полем обнаружены полярные сияния и радиац. пояс, значительно более интенсивные, чем на Земле.

Лит.: Физика верхней атмосферы Земли, пер. с англ., Л., 1974; Красовский В. И., Штида и шторма в верхней атмосфере, М., 1974; Редерер Х., Динамика радиации, захваченной магнитным полем, пер. с англ., М., 1972; Гудельман А. В., Троицкий В. А., Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы, М., 1973; Акасофу С. И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 1, М., 1974; Ридберг Г., Гарриман О. П., Введение в физику ионосферы, пер. с англ., Л., 1975; Ратлифф Дж., Введение в физику ионосферы и магнитосферы, пер. с англ., М., 1975; Бьюэрз Ф., Физика планетных ионосфер, пер. с англ., М., 1976; Ридберг Г., Гарриман О. П., Свечение ионосферы, пер. с англ., М., 1977; Кридберг И. А., Кинетика электронов в ионосфере и плазматосфере Земли, М., 1978; Гудельман А. В., МГД-волны в околоземной плазме, М., 1979; Шокин Л. А., Казимов Н. И., Термосфера Земли, М., 1980; Геров С. П., Хргиан А. Х., Современные проблемы атмосферного озона, Л., 1980; Метеорология верхней атмосферы, под ред. Г. А. Ковина, С. С. Гайгерова, Л., 1981; Хавригис Д. Ф., Ридберг Дж., Верхняя атмосфера и солнечные земные связи, пер. с англ., Л., 1982; Кошелев В. В., Казимов Н. И., Сутырин Н. А., Аэронавтика мезосферы и нижней термосферы, М., 1983; Молчанова О. А., Низко-

частотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме, М., 1985. Г. С. Иванов-Холодный, А. И. Ивашевский, АТМОСФЕРА СТАНДАРТИН — условная атмосфера, для к-рой заданы средние для широты $45^\circ 32' 33''$ значения темп-ры, давления, плотности, вязкости и др. характеристики воздуха на высотах II от 2 км ниже уровня моря до внеш. границы земной атмосферы. Параметры А. с. на всех высотах рассчитаны по ур-нию состояния идеального газа и барометрической формуле в предположении, что на уровне моря давление равно 1013,25 гПа



Вертикальное распределение температуры по Стандартной атмосфере (ГОСТ 44018).

(760 мм рт. ст.), а темп-ра 288,15 К (15,0 °С). По характеру вертик. распределения темп-ры А. с. состоит из неск. слоев, в каждом из к-рых темп-ра аппроксимирована линейной ф-цией высоты (рис.). В самом нижнем из этих слоев — тропосфере ($H \leq 11$ км) темп-ра падает на $6,5^\circ$ с каждым 1 км подъема. На больших H значение и знак вертик. градиента темп-ры меняются от слоя к слою. Выше 790 км темп-ра $T = 1000$ К и не меняется с высотой.

А. с. является периодической уточненным, узаконенным стандартом, выпускаемым в виде таблиц, позволяющим сравнивать между собой результаты испытаний летат. аппаратов и установлений на них аппаратуры, а также проводить геофиз. расчёты. **АТМОСФЕРИК** — физический эл.-магн. сигнал естеств. происхождения, распространяющийся в волноводе, образованном поверхностью Земли и низк. границей ионосферы. Групповая скорость А. (сферика) близка к скорости света в вакууме. Источниками А. являются атм. электрич. разряды (в частности, молнии), излучающие эл.-магн. волны в широком диапазоне частот. Благодаря незначит. затуханию в волноводе

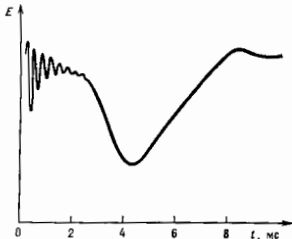


Рис. 1.

Земля — ионосфера эти волны могут распространяться на большие расстояния.

Создаваемая А. сигнал обычно состоит из двух частей. Типичная зависимость напряженности электрич. поля E от времени при приёме на расстояниях более 300—500 км от источника показана схематически на

рис. 1. ВЧ-часть сигнала состоит из квазипериодич. затухающих колебаний с увеличивающимися во времени вершиям (в пределах 500—1000 мкс). В её составе входят волны с частотами $f \sim 1-30$ кГц. Макс. энергия волн приходится на интервал частот $f \sim 5-10$ кГц. Во мн. случаях за ВЧ-частью регистрируется «хвост» А. длительностью 10—15 мс и более, характеризующийся медленным нарастанием амплитуды сигнала. «Хвост» формируется волнами с частотами $f < 1-2$ кГц. Эти особенности волновых форм А. находят своё объяснение в теории распространения радиоволн в ионосфере Земли — ионосфера. Форма А. определяется как спектральными характеристиками источника, так и дисперсионными свойствами волновода. Исследование спектров А. служит одним из способов диагностики ниж. ионосферы.

Часть энергии эл.-магн. поля, генерируемого при молниевых разрядах, может просачиваться в ионосферу и далее в магнитосферу, распространяясь в форме волн обыкновенного типа по водкообразным траекториям, связанным с геомагн. полем H_0 . Сигналы такого происхождения, прошедшие значит. путь в приземной плазме (в неск. радиусов Земли), наз. с в и с т а ц и м и А. (свистами). Различают два типа распространения свистов: канализированное и неканализованное. В 1-м случае распространение из области генерации в магнитно-сопряжённую область происходит вдоль ориентированных по магн. полю Земли неоднородностей электронной концентрации (в геомагн. каналах). Во 2-м случае траектории могут отклониться от силовых линий поля H_0 . Однако и при неканализир. распространении геомагн. поле оказывает на свистовые волны существенное направляющее воздействие.

Благодаря дисперсии в магнитно-сопряжённой точке наблюдаются НЧ-сигналы с понижаящейся во времени

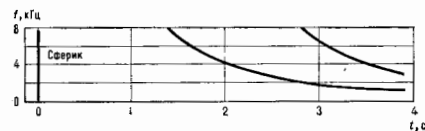


Рис. 2, а.

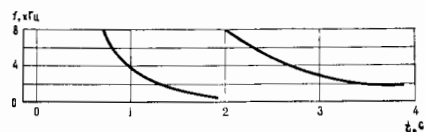


Рис. 2, б.

частотой f . Типичные спектрограммы свистов (зависимости f от времени прихода t) показаны на рис. 2. Изменение частоты свистящих А. во времени в диапазоне частот $f \sim 1-6$ кГц хорошо описывается ф-лой $f = D^2 t^{-2}$, где D — коэф., наз. дисперсией. Величины D изменяются от 10 до $100 \text{ s}^{-1/2}$. Систематич. регистрация свистящих А. показывает, что, как правило, наблюдаются свисты двух типов, отличающиеся значениями D : длинные и короткие. Длинные свисты являются результатом прохождения сигнала от источника до магнитно-сопряжённой точки и обратно (рис. 2, а). Они регистрируются в том же полушарии, где находится источник. Короткие свисты возбуждаются в области, к-рая является магнитно-сопряжённой к зоне приёма. Дисперсия D длинных свистов вдвое больше дисперсии коротких свистов.

Иногда возможен приём свистов, к-рые испытали многократные отражения от магнитно-сопряжённых об-

ластей ионосферы. Тогда, помимо длинного (короткого) свиста, на спектрограммах имеются ветви, отвечающие эхо-сигналам. Для длинных свистов отношения дисперсий сигнала и последующих эхо образуют последовательности 1: 2: 3... а для коротких (рис. 2, б) — последовательности 1: 3: 5: 7: ... На частотах $f \sim 7-10$ кГц зависимость $\sim f^{-2}$ становится несправедливой. Часто регистрируются свистящие А., имеющие миним. время прихода на опред. частоте. Такие частоты наз. носовыми. Они, свойства свистящих А. хорошо объясняются на основе теории распространения эл.-магн. НЧ-волн в магнитоактивной плазме. Приём свистов используется для изучения магнитосферной плазмы.

В. А. Янков.

Лит.: Гершиман Б. Н., Усаров В. А., Распространение и генерация низкочастотных электромагнитных волн в верхней атмосфере, «УФН», 1960, т. 72, с. 235; Альберт Я. Л., Гусова Э. П., Флигель Д. С., Распространение низкочастотных электромагнитных волн в ионосфере Земли — ионосфера, М., 1967.

АТМОСФЕРНАЯ АКУСТИКА — раздел акустики, в к-ром изучаются процессы генерации и распространения звука в реальной атмосфере, а также акустич. методы исследования атмосферы. Можно считать, что А. а. возникла в кон. 17 в., когда проводились первые опыты по определению скорости звука в атмосфере, но подлинное развитие она получила в 20 в., после появления *электроакустики* и *электроники*. Для атмосферы справедливы все положения теоретич. и эксперим. акустики газовых сред; однако атмосфера представляет собой очень сложную, неоднородную, стратифицированную по плотности, скорости движения, темп-ре и составу, сильно турбулизированную среду, в к-рой возникает специфич. явления.

Скорость звука в приближении коротких волн, когда длина волны много меньше масштаба неоднородностей темп-ры T и скорости ветра U , равна: $c = 20,1 T^{1/2} + U \cos \varphi$, где φ — угол между направлениями распространения звука и ветра, T — т. е. виртуальная темп-ра, учитывающая влияние влажности. Изменение скорости звука в пространстве может достигать неск. процентов, что приводит к значит. эффектам *рефракции звука* и его рассеяния. К общему для газов *поглощению звука*, когда коэф. поглощения α обратно пропорционален плотности среды ρ и прямо пропорционален квадрату частоты, добавляется поглощение, обусловленное влиянием влажности, к-рая при небольших относит. значениях может существенно увеличить коэф. α . Значительное поглощение звука на высоких частотах приводит к тому, что на больших расстояниях в его спектре остаются гл. обр. низкие частоты (напр., звук выстрела, резкий взлёт), становится глухим (вдали). Звук очень низких частот, напр. инфразвук от мощных взрывов с частотой в десятые доли Гц, могут распространяться без заметного затухания на сотни и тысячи км.

При распространении звука мощных взрывов вверх от земной поверхности благодаря прирбл. неустойчивости плотности потока энергии — *интенсивности звука* — $I = p^2/2\rho c = v^2\rho^2/2$, *колебательная скорость частиц* v растёт с высотой как $\rho^{-1/2}$, а звуковое давление p уменьшается как $\rho^{1/4}$, по гораздо медленнее, чем ср. давление атмосферы P_0 , что приводит к *нелинейным эффектам*.

Стратификация атмосферы по темп-ре, а также по скорости ветра может привести к тому, что наклонные звуковые лучи от взаимного источника звука будут благодаря рефракции загибаться обратно к земной поверхности, отражаться от её водной или твёрдой т. д., т. е. образуется *атм. волновой акустический*. Это возможно благодаря частоте возникающим инверсиям темп-ры в приземном слое атмосферы или на высотах до 1—2 км, а также благодаря постоянно существующим в атмосфере инверсиям на высотах ок. 40 км и выше 80 км. Ветер на опред. высотах может существенно усиливать или

ослабить волноводные эффекты. В хорошо сформированном волноводе звук ослабляется с расстоянием R не по закону сферич. волны (как R^{-1}), а по закону цилиндрич. волны (как $R^{-1/2}$). При падении тем-ры с высотой или при распространении против ветра образуется звуковая тень. Поверхность земли, как правило, далека от идеальной твердой границы и поэтому висит добавочное затухание звука: распространяющийся вдоль земной поверхности звук от наземного источника ослабляется быстрее, чем по закону сферической волны.

Флуктуации тем-ры и скорости ветра, называемые атм. турбулентностью, приводят к рассеянию звука и соотв. к неск-рому ослаблению распространяющейся в атмосфере звуковой волны. Это рассеяние может также привести к появлению сравнительно слабого звука в зоне тени.

В реальной атмосфере постоянно присутствуют шуми естествен. происхождения с весьма широким спектральным диапазоном: начиная с инфразвука с периодами до 200—300 с и кончая УЗ. Источниками инфразвуковых шумов могут быть разл. геофиз. и метеорологич. явления — *полярные сияния, магнитные бури, ураганы, движения воздуха и мощных кучевых и грозовых облаков, извержения вулканов, землетрясения и т. п.* В слабой области частот разл. шуми, вызываемые вл. обр. ветром, создают даже в тихой сельской местности заметный звуковой фон. При обтекании ветром морского волнения возникают инфразвуковые волны с частотами 0,2—0,3 Гц, к-рые при достаточной силе шторма можно обнаруживать за тысячами км от места их возникновения и использовать для штормового оповещения. Расслояга инселяционная структура примешков, определяя направление прихода инфразвука. Особенный интерес представляет гром, раскаты к-рого обеспокоены большой длиной грозового разряда, фокусируются и дефокусируются волн звуковых волн благодаря кривизне канала молнии и рефракции волн в атмосфере.

Важная практич. задача А. а. — исследование распространения промышленных и транспортных шумов, атм. ядерных взрывов, шумов реактивных самолетов. Ударные волны сверхзвуковых самолетов могут из-за кривизны траектории полета и рефракции звука фокусироваться вблизи земной поверхности так, что давление в волне может достичь опасных значений. Одна из самых ранних задач А. а. — звукометрия (артиллерийская разведка) — определение по разности времени прихода звука выстрела к неск. микрофонам местоположения источника звука.

В число задач А. а. входит исследование самой атмосферы акустич. методами. Долгое время наблюдение звука от мощных взрывов было единств. методом исследования верхних слоев атмосферы. По расположению зон слышимости и зон молчания и по времени запаздывания прихода звукового сигнала можно определить распределение тем-ры и ветра по высоте. Более точные результаты получаются при помощи наземной сети микрофонов, регистрирующих время прихода звука от взрывов зарядов, сбрасываемых с вертикально летящей ракеты. При помощи такой же сети микрофонов по регистрации времени прихода звука грома восстанавливается расположение канала грозового разряда. При исследовании атм. турбулентности широко применяются акустич. термометры и особенно анемометры, в к-рых флуктуации тем-ры и ветра оцениваются по времени распространения УЗ с частотой порядка 10^5 Гц на небольшие (5—20 см) расстояния. В 1970-х гг. получено значит. применение для исследования пограничного слоя атмосферы акустич. зондирование, при к-ром остронаправленные мощные звуковые импульсы частотой 1—3 кГц рассеиваются на флуктуациях тем-ры и ветра и по характеристикам принятого рассеянного сигнала оцениваются осн. характеристики турбулентности, т. е. структурные постоянные флуктуаций

тем-ры и ветра. Эти оценки можно производить вдоль луча с разрешением 10—15 м на расстояниях до 1 км (в сверхмощных звуковых НЧ-локаторах — содарах — до 2—3 км). При наклонном направлении луча по доплеровскому сдвигу частоты рассеянного сигнала оценивается скорость ветра. В кон. 70-х гг. начало развиваться радиоакустич. зондирование, при к-ром непрерывное радиозлучение рассеивается на мощных звуковых направленных импульсах. Т. к. скорость звука зависит от тем-ры воздуха, то по доплеровскому смещению частоты рассеянного радиосигнала можно определить тем-ру на высотах до неск. сотен метров.

Лит.: Блох и Исаев Д. И., Акустика неоднородной движущейся среды, 2 изд., М., 1981; Кр а с и л ь н и к о в В. А., Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твердых телах, 3 изд., М., 1966; Т а т я р с к и й В. П., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; П л о т н ы й Е. И., Н а л ь Ф. Ф., Уг., Advances in atmospheric acoustics, «Rev. Geophys. and Space Phys.», 1978, v. 16, p. 47. В. М. Добруцкий.

АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА — раздел физики атмосферы, носивший название изучения рассеяния, поглощения, преломления, отражения и дифракции ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения в атмосфере Земли и планет. А. о. — одна из древнейших наук, занимающая видное место в процессе познания природы; с ней связано открытие явления рассеяния излучения, доказательство молекулярного строения атмосферы и справедливости кинетич. теории газов, определение числа Авогадро и др. Исследования А. о. имеют первостепенное значение для целого ряда отраслей науки и техники, в т. ч. для метеорологии, транспорта, агротехники, светотехники, курортологии, астрофизики и т. д.

До нач. 20 в. осн. содержанием А. о. являлось чисто феноменологич. изучение связей между оптич. и метеорологич. явлениями в атмосфере, а методами наблюдений — визуальными. Осн. явлениями, изучавшимися А. о., были зори, радуги, гало, венцы, глории, миражи и цвет неба.

З а р я — совокупность световых явлений в атмосфере, сопровождающих восход и заход Солнца. Явления зари определяются состоянием атмосферы, главным образом ее заумутненностью; тем больше в атмосфере пыли и водяного пара, тем интенсивнее окраски зари. Р а д у г а — разноцветная дуга на небосводе, возникающая в результате разложения солнечного света в каплях дождя на спектральные составляющие. Первая радуга с угловым радиусом 42° образуется за счет двукратного преломления и однократного отражения солнечного луча от внутр. поверхности капли, вторая — с угловым радиусом 53° возникает за счет двукратного преломления и двукратного отражения луча в ванне воды. Г а л о — светлые круги около Солнца и Луны радиусом 22 и 46° , кольца Солнца и Луны, дуги, столбы, являя, образующиеся за счет отражения и преломления света чаще всего ледяными кристаллами перисте-слоистых облаков. В е н ц ы — светлые радужные кольца, окружающие Солнце, Луну, яркие звезды, фонари и др., обусловленные дифракцией света на взвешенных в воздухе каплях или кристаллах льда. Г л о р и я — цветные кольца, образующиеся вокруг тени наблюдателя (обычно в горах) или наблюдателя с самолета вокруг тени самолета на фоне облаков. Преломление (рефракция) световых лучей в атмосфере приводит к кажущемуся смещению видимого положения светил, к депрессии или расширению видимого горизонта, к возникновению разл. форм миражей. Кроме того, при прохождении света через турбулентные неоднородности воздуха возникают такие атмосферно-оптич. явления, как мерцание звезд, случайная рефракция, пятнистая структура световых пучков и др. Для уменьшения искажающего влияния атмосферы разрабатываются спец. методы и средства компенсации (т. е. адантинная оптика).

В связи с общим науч.-техн. прогрессом содержание науки А. о. изменилось. Визуальные наблюдения вы-

тесняются инструментальными с использованием лазеров, ракет, космич. аппаратов и др. Всё явнее применяются автоматизир. системы, телеметрия, машинные методы обработки получаемой информации. Осн. содержанием А. о. становится молекулярная и аэрозольная оптика, теория видимости, теория переноса излучения, решение прямых и обратных задач и построение атмосферно-оптич. моделей атмосферы.

Основы молекулярной оптики заложены Рэлеем (Дж. У. Стрэтт, J. W. Strutt) (1871, 1890). По его теории, солнечные лучи при прохождении через атмосферу рассеиваются молекулами воздуха. Теоретич. исследования Л. И. Мандельштама (1907) показали, что свет рассеивается не молекулами воздуха, а флуктуациями плотности воздуха (случайно расположенными сгущениями и разрежениями). Теория флуктуац. рассеяния, разработанная М. Смолуховским (M. Smoluchowski, 1908) и А. Эйнштейном (A. Einstein, 1910), приводит к тем же ф-лам, к-рые ранее были получены Рэлеем. Т. к. флуктуация плотности обусловлены молекулярно-кинетич. природой строения вещества, флуктуац. рассеяние по-прежнему наз. молекулярным.

В реальной атмосфере всегда содержится значит. кол-во аэрозоля (капельки воды и водных растворов, частицы органич. и минеральной пыли, частицы сажи и др.). Теория рассеяния и поглощения света частицами аэрозоля, разработанная Г. Ми (G. Mie, 1908), описывает характеристики рассеяния и поглощения света частицами любых размеров и показателей преломления.

Как молекулярное, так и аэрозольное рассеяние приводит к ослаблению падающих лучей. Интенсивность I излучения, прошедшего через слой атмосферы толщиной l (без учёта интенсивности рассеянного излучения), равна: $I = I_0 P^m$, где I_0 — интенсивность падающего монохроматич. излучения, $P = e^{-\tau}$ — коэф. прозрачности атмосферы, $\tau = \int_0^l (\sigma_m + \sigma_a) dl$ — оптич. толщ. верхн. слоя атмосферы, m_0 — атм. (оптич.) масса в направлении на Солнце (при зенитных углах Солнца $z_0 \leq 75^\circ$, $m_0 \approx \sec z_0$), σ_m и σ_a — объёмные коэф. молекулярного и аэрозольного рассеяния

$$\sigma_m = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N^2 \lambda^4} \cdot \frac{(6 + 3\Delta)}{(6 - 7\Delta)},$$

$$\sigma_a = \pi \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^2 K(r, m) n(r) dr,$$

N — число Авогадро, n — показатель преломления воздуха, Δ — фактор деполаризации, r — радиус аэрозольной частицы, $K(r, m)$ — функция Ми, $n(r)$ — плотность распределения частиц по размерам, $\rho = 2\pi r/\lambda$ — относит. размер частиц, λ — длина волны монохроматич. света, m — комплексный показатель преломления аэрозольных частиц.

Кроме ослабления излучения за счёт рассеяния, обычно наблюдается ослабление в результате поглощения излучения молекулами воздуха и аэрозолем. Примечательно к ослаблению солнечных лучей имеет место закон Бугера:

$$I = I_0 e^{-(\tau + \tau_n) m_0},$$

где τ_n — оптич. толщ. поглощения. Величину $\tau + \tau_n = \tau_B$ наз. бугеровской толщ. атмосферы. При наблюдении в широких участках спектра закон Бугера не выполняется. С увеличением m_0 коэф. прозрачности атмосферы p при оптич. стабильной атмосфере не остаётся постоянным, а возрастает. Вся б. ч. проходящего излучения приходится на длинноволновые составляющие, для к-рых воздух более прозрачен. Изменев коэф. прозрачности воздуха с изменением высоты Солнца наз. эффектом Форбса. Для характеристик стеники замутнённости атмосферы предложен ряд

характеристик, менее зависящих от m_0 . Наиб. распространение и использование получил фактор мутности L и к-е $T = \lg p / \lg p_0$, где p_0 — прозрачность идеально чистой (молекулярной) атмосферы. В этом случае эффект Форбса действует одностор. как на p , так и на p_0 , благодаря чему фактор мутности почти не зависит от m_0 .

С горизонтальной прозрачностью атмосферы тесно связан один из осн. метеоэлементов — метео-рологическая дальность видимости (МДВ), под к-рой понимается предельная дальность видности S_m чёрного экрана с угловыми размерами более 15 угловых минут на фоне горизонта в светлое время суток. Величина МДВ однозначно связана с горизонтальной прозрачностью атмосферы:

$$S_m = \lg v / \lg p \approx 3,9 / (\sigma_m + \sigma_n),$$

где v — порог контрастности чувствительности среднего глаза. Дальность видности реальных (несомнени-тельных) объектов всегда меньше МДВ. В сумеречных и ночных условиях для характеристик горизонтальной прозрачности атмосферы используются дальность видности точечных источников света.

Пучок рассеиваемого аэрозолем света может быть описан четырьмя характеристиками: интенсивностью, степенью поляризации, степенью эллиптич. поляризации и угловым положением плоскости макс. поляризации. Во мн. случаях сетевой пучок удобнее характеризовать аддитивными параметрами, впервые предложенными Дж. Г. Стоком (G. G. Stokes). Матрица четырёхгого ранга из параметров Стокса наз. матрицей рассеяния света. В случае рассеяния на шарообразных частицах при совпадении плоскости рассеяния и наблюдения (рефериции) матрица аэрозольного рассеяния содержит только четыре независимые компоненты f_1, f_2, f_3, f_4 . Компонента $f_1(0)$ является индикаторной рассеяния. При чисто молекулярном рассеянии (без поглощения) индикаторная рассеяния $f_m(0)$ выражается ф-лой

$$f_m(0) = \frac{3}{4(1+2\gamma)} [(1+3\gamma) + (1-\gamma) \cos^2 \theta],$$

где γ — фактор, учитывающий анизотропию молекул. При рассеянии на аэрозолях

$$f_a(0) = \frac{\lambda^2}{\sigma_a^2} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} i(\theta, \rho, m) n(r) dr,$$

где θ — угол рассеяния, $i(\theta, \rho, m)$ — угловая ф-ция Ми. Приведённые соотношения характеризуют акты первичного рассеяния света. В действительности, проходя через атмосферу, свет испытывает многократное рассеяние и поглощение. Отразившись от подстилающей поверхности, он вносит дополни. вклад в рассеянное излучение атмосферы. Рассеиваемый атмосферой свет в значит. мере поляризован. В точках небос. удалённых от Солнца на 90° , степень поляризации максимальна (до 85%). Но имеются точки (Араго, Бабине, Брюстера), в к-рых поляризация света отсутствует. Это т. н. нейтральные точки. Пулевая поляризация рассеянного излучения в этих точках получается вследствие влияния многократного рассеяния света в атмосфере.

Важными являются оптич. характеристики, отнесённые ко всей атмосфере, в т. ч. индикаторная яркость небос. $\mu_n(\theta)$ при $z = z_0$ и соответствующая ей оптич. толщ. τ_n . Развиты методы решения обратных задач А. о. в части восстановления атмосферных и аэрозольных индикаторных рассеяния света по данным измерений характеристик $\mu_n(\theta)$ и τ_n . Всё большее применение получают методы решения обратных задач аэрозольной оптики для восстановления микрофиз. характеристик атм. аэрозоля по данным измерений поля рассеиваемого им излучения. В общем случае для достаточно строгого решения задач распространения, рассеяния, отражения и поглощения света в атмосфере приходится обращаться

ся к решению интегродифференциального уравнения переноса излучения.

В случае прохождения через атмосферу высокоинтенсивного оптич. излучения (напр., лазерного) могут возникать разл. рода нелинейные атмосферно-оптич. явления (пробой, пассивное ослабление, просветление среды, тепловая самофокусировка лучей и др.). Исследованиями такого рода эффектов входят в задачи *нелинейной оптики*.

Актуальная задача А. о. — эксперим. исследование оптич. характеристик атмосферы на разных высотах, в разл. участках спектра и разл. географич. условиях. Для этого проводятся как наземные измерения, так и измерения с летат. аппаратов. Наземные измерения призваны исследовать гл. обр. оптич. характеристики приземного слоя. В то же время развит ряд методов (проекторные, лазерные, сумеречные), позволяющий производить с земной поверхности оптич. зондирование и более высоких слоев атмосферы. Однако в этих случаях возникают большие сложности методич. характера по освобождению получаемой информации от влияния нижних (значительно более плотных) слоев атмосферы. От этих недостатков свободны аэростатные, ракетные и спутниковые методы исследований. Но здесь возникают свои трудности, связанные с высотой привязкой результатов наблюдений, с определением ориентации оптич. осей аппаратуры при наблюдениях, с решением обратных задач (особенно при спутниковых измерениях).

Важную роль в понимании закономерностей формирования климата, погоды и для целого ряда отраслей нар. х-ва имеют регулярные измерения потоков прямой и рассеянной солнечной радиации, осуществляемые в сети актинометрич. станций как в СССР, так и за рубежом.

Лит.: Пяскова-Евсеева Е. В., Исследования рассеяния света в земной атмосфере, М., 1957; Хьюз Г. Р., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; Розенберг Г. В., Сумерки, М., 1963; Копельман К. И., Актинометрия, Л., 1965; Зус В. Е., Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере, М., 1970; Метод Монте-Карло в атмосферной оптике, Новосиб., 1976; Мак-Картни Ф., Оптика атмосферы, пер. с англ., М., 1979.

В. А. Смирнов.

АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО — 1) совокупность электрич. явлений и процессов в атмосфере. 2) Раздел геофизики, изучающий электрич. явления и процессы в атмосфере, её электрич. свойства и характеристики.

Электрическое поле атмосферы. В тропосфере все облака и осадки, туманы, пыль обычно электрически заряжены; даже в чистой атмосфере постоянно существует электрич. поле. А. э. данного района зависит от глобальных и локальных факторов. Районы, где действие первых преобладает, рассматриваются как зоны «хорошей» или «неураченной» погоды. В этих зонах отсутствуют значит. скопления аэрозолей и источники сильной ионизации. При преобладании локальных факторов говорят о зонах

нарушенной погоды (районах гроз, пыльных бурь, осадков и др.). Исследования в зонах «хорошей» погоды показали, что у поверхности Земли существует стационарное электрич. поле напряженностью E , в ср. равной ок. 130 В/м. Земля при этом имеет отрицат. заряд ок.

$-3 \cdot 10^8$ Кл, а атмосфера в целом заряжена положительно. E имеет наиб. значения в средних широтах, а в полюсах и экваторе убывает. С высотой E уменьшается и на высоте 10 км не превышает деск. В/м. Только вблизи поверхности Земли в слое перемешивания толщиной 300—3000 м, где скапливаются аэрозоли, E может с высотой возрастать. Выше слоя перемешивания E убывает с высотой по экспонент. закону (рис. 1). Разность потенциалов между Землей и ионосферой составляет 200—250 кВ. E меняется также во времени: наряду с локальными суточными и годовыми вариациями E отмечаются синхронные для всех пунктов суточные (рис. 2, кривые 1 и 2) и годовые вариации E — т. в.

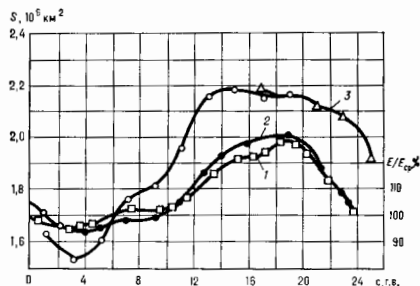


Рис. 2. Суточный ход унитарной вариации напряженности поля над океаном (1), в полярных областях (2) и суточный ход погоды, занитой грозой (3).

унитарные вариации, к-рые связаны с изменением электрич. заряда Земли в целом, тогда как локальные — с изменениями величины и распределения по высоте объёмных электрич. зарядов в атмосфере в данном районе.

Электропроводность атмосферы. Электрич. состояние атмосферы в значит. степени определяется её электропроводностью λ , к-рая очень мала у поверхности Земли в ср. $\lambda = (2-3) \cdot 10^{-14}$ 1/Ом·м. В слое перемешивания λ незначительно увеличивается с высотой, а выше растёт примерно по экспоненциальному закону, достигая на высоте 10 км значения $\lambda \approx 30 \cdot 10^{-14}$ 1/Ом·м. λ создается ионами и равна $\sum_i en_i q_i$, где e — элементарный заряд, n_i — концентрация ионов с подвижностью u_i . Оси. вклад в λ вносят лёгкие ионы с $u > 10^{-5}$ м²/с·В [у поверхности Земли $u = (1-2) \times 10^{-4}$ м²/с·В]. Средние ионы с $u \approx 10^{-5} - 10^{-7}$ м²/с·В и тяжёлые с $u < 10^{-7}$ м²/с·В, образующиеся обычно при захвате лёгких ионов тяжёлыми частицами, на величину λ заметно не влияют. Концентрация лёгких ионов возрастает с увеличением интенсивности ионизации q и уменьшается с увеличением концентрации частиц в атмосфере N . Измерения λ и(и) концентрации ионов позволяют определить ничтожные кол-ва аэрозольных примесей в атмосфере.

Оси. ионизаторы атмосферы являются: 1) космич. лучи, действующие во всей толще атмосферы; 2) излучение радиоакт. веществ, находящихся в земле и воздухе; ионизирующее действие первой компоненты круто падает с высотой, вторая действует до высоты в неск. км; 3) УФ- и корпускулярное излучение Солнца, ионизирующее действие к-рого проявляется на высотах более 50—60 км. У поверхности земли, не покрытой снегом, в ср. $q \approx 20$ ион/см³, на высоте 10 км $q \approx 10$ ион/см³; с высоты в неск. десятков км q растёт. С др. стороны, N убывает с высотой, причём в слое перемешивания скорость убывания мала. Комбинация обоих факторов в сочетании с увеличением подвижности ионов

Рис. 1. Ход напряженности электрического поля E с высотой N в зонах «хорошей» погоды: 1 — в чистой атмосфере (океан, арктические районы и т. д.); 2 — над континентами.

при уменьшении плотности воздуха создаёт наблюдаемые характеристики λ и вертикал. ход E .

Электрич. ток в атмосфере. Под влиянием E в атмосфере к Земле течёт вертикал. ток проводимости плотностью $i_n = E\lambda$ со ср. плотностью ок. $(2-3) \cdot 10^{-12}$ А/м². На всю поверхность Земли течёт ток ок. 1800 А. i_n относительно постоянна по высоте, наиб. отклонения от постоянства i_n испытывает в слое перемешивания. В атмосфере текут также токи конвективного переноса объёмных зарядов и токи диффузии. В слое перемешивания плотность этих токов сравнима с i_n . Т. к. в стационарных условиях суммарная плотность тока не должна меняться с высотой, то в слое перемешивания сумма плотностей всех трёх токов равна плотности тока проводимости на больших высотах. Время, в течение к-рого заряд Земли в отсутствие перезарядки за счёт токов проводимости атмосферы уменьшился бы до $1/e \approx 0,37$ от своего первоначального значения, ≈ 500 с. Однако заряд Земли в ср. не меняется за счёт существования атмосферно-электрич. «генераторов», заряжающих Землю.

Вблизи поверхности земли, где поток положит. ионов, текущих под действием E , не компенсируется встречным потоком отрицат. ионов, накапливаются объёмный положит. электрич. заряд; этот — электродный — эффект существенно влияет на характеристики А. з. в приземном слое (рис. 1, кривая 2). Над морем, где запылённость уменьшена, а земные источники ионизации отсутствуют, глобальные факторы нередко преобладают над локальными (рис. 2, кривая 1). Аналогично при появлении снежного покрова становится заметное влияние глобальных факторов (рис. 2, кривая 2). Антропогенная деятельность приводит к заметным изменениям локальных атмосферно-электрич. характеристик, сказываясь на их вековом ходе. С одной стороны, усиление запылённости атмосферы привело к уменьшению λ и соответствующему возрастанию E в слое перемешивания. Даже в центре Атлантики проводимость за 60 лет (1910—70) уменьшилась в 2 раза. С др. стороны, испытания атомных бомб, увеличив

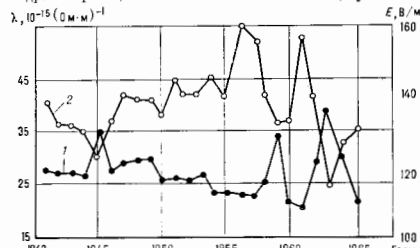


рис. 3. Ветровой ход E (1) и λ (2) в Ташкенте. На фоне роста E , связанного с индустриальными загрязнениями, выделяется её увеличение в период испытаний ядерного оружия (1959, 1958—1959 и 1963).

овизацию атмосферы, привели к увеличению λ и уменьшению E (рис. 3). В дальнейшем можно ожидать ещё большего влияния антропогенной деятельности на атмосферно-электрич. характеристики, даже в глобальных масштабах.

«Генераторы» атмосферного электрич. тока. В зонах нарушенной погоды пылевые бури и извержения вулканов, метели и разрывание льда воды иррибои и водопадами, облака и осадки, пар и дым промышленных источников и т. д. являются «генераторами» А. з. Электризация при почти всех перечисленных явлениях может проявляться весьма бурно: извержение вулканов, песчаные бури, торнадо иррибоиды к возникновению грозных явлений, даже метели

создают иногда молнии; и всё же наибольший вклад в электризацию атмосферы вносит облака и осадки. По мере укрупнения частиц облаков, увеличения их толщин, усиления осадков из них растёт их электризация. В слоистых и слоисто-кучевых облаках плотность объёмных зарядов $\rho = 10^{-10}$ Кл/м³ (что примерно в 10 раз превышает их плотность в чистой атмосфере), $E = 100-300$ В/м, на отдельных облачных капельках находится заряд $Q = 10-100$ е. Наиб. часто эти облака заряжены в верхней части положительно, в нижней — отрицательно. В слоисто-дождевых облаках все эти величины больше в неск. раз. Заряды капель осадков доходят до $Q = 10^6-10^8$ е. Плотность токов этих осадков на Землю $i_{oc} = 5 \cdot 10^{-12} - 10^{-11}$ А/м² в наших широтах и возрастает к экватору. В кучево-дождевых облаках с ливнем и грозой соотв. средние значения $\rho = (0,3-10) \cdot 10^{-9}$ Кл/м³ и $(3-30) \cdot 10^{-9}$ Кл/м³, а $E = (1-5) \cdot 10^4$ В/м и $E = (5-20) \cdot 10^4$ В/м, $Q = 100-500$ е, $Q = 10^6-10^8$ е. В зонах экстремумов напряжённости поля и плотность объёмных зарядов могут на порядок величины и более превосходить ср. значения. По-видимому, в этих зонах и зарождаются молнии. Из ливневых облаков $i_{oc} = 10^{-12} - 10^{-8}$ А/м², из грозных $i_{oc} = 10^{-9} - 10^{-8}$ А/м². Полный ток, текущий на землю от одного грозового облака, равен в наших широтах ок. $I_g = 0,01-0,1$ А, а ближе к экватору $I_g = 0,5-1$ А. Токи, текущие в этих облаках, в 10-100 раз больше токов, притекающих к земле.

Электропроводность во всех видах облаков, кроме грозовых, мала, она в неск. раз (2-10) меньше проводимости чистой атмосферы на той же высоте. Турбулентное перемешивание в облаках слоистых форм неубавно, поэтому даже слабые процессы электризации, действующие в этих облаках, могут создать заметные электрич. эффекты. Эфф. проводимость, создаваемая электрич. проводимостью и турбулентностью в грозных облаках, в 10-100 раз выше, чем в окружающей атмосфере, поэтому гроза в электрич. отношении подобна короткозамкнутому генератору. Электрич. поле Земли и ток Земли — атмосфера в зонах хорошей погоды поддерживаются процессами в зонах нарушенной погоды. Долгое время считалось, что ок. 1800 гроз, в ср. сосуществующих одноврем. на Земле, дают ток $I_g \approx 2000$ А (где N — число гроз), компенсирующий ток потери I_n отрицат. заряда Земли за счёт тока i_n в зонах «хорошей» погоды, и что колебания грозовой активности во времени обуславливают наблюдаемые суточные вариации. В действительности существует близкое подобие суточного хода площади, занятой грозами (рис. 2, кривая 3), и суточной вариации (рис. 2, кривые 1 и 2). Однако выяснилось, что ток гроз заметно меньше указанного и что суточные вариации связаны также с облаками слоистых форм и с процессами конвекции в атмосфере по всей поверхности Земли.

Молния и в. Ливневые молнии, генерируемые облаками, являются разновидностью искрового разряда, возникающего в отсутствие электронов в среде заряженных и хорошо изолированных друг от друга частиц (ср. расстояние между частицами облаков на два порядка величины превосходит их размеры). Выделяют два класса линейных молний: ударяющих в землю — «наземных» и внутривлачных. При ср. длине молниевых разрядов в неск. км отсчитывают внутривлачные молнии, доходящие до 50 км и даже 150 км. Токи наземных молний при ср. значениях пиковых величин ≈ 20 кА иногда достигают ≈ 500 кА. Во внутривлачных разрядах эти токи меньше примерно на порядок величины. Разряды молний сопровождаются эл. магн. излучением (атмосфериками) в широком спектре частот. Помимо линейных наблюдаются четочная молния (как бы цепь светящихся питеи — четок, отделившихся темными промежутками) и шаровые молнии. Последние представляют собой светящиеся образования, нередко шаровой формы, со ср. диам. 10-20 см, с уд. плот-

востью, близкой к плотности воздуха, продолжительностью жизни отсек. секунд до десятков секунд и уд. энергией, доходящей до 10^8-10^7 Дж/г. Шаровые молнии даже вне грозовых облаков встречаются в облаках в 100 раз чаще, чем вблизи земли. Отмечались шаровые молнии, возникающие в экранированных объемах. Удовлетворительной теории происхождения шаровой молнии пока нет.

Воздействию на облака, можно заметить их электрич. состояние (рис. 4), меняя условия электриза-

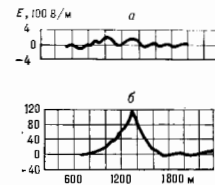


Рис. 4. Напряженность электрического поля E над мощными гучевым облаком до (а) и через 5 мин после (б) воздействия сухой углекислотой.

при частиц в них. Быстро ввод в облака с сильными электрич. полями проводники (так чтобы не возникали экранирующие объёмные заряды), особенно заряженные, можно вызвать искусств. молнию. В ряде случаев электрически заряженные самолёты вызывали такие разряды.

От и. Э. М. Когда у поверхности Земли E превышает 500–1000 В/м, начинается электрич. разряд с острых, вытянутых предметов (трава, деревья, линии электропередач, мачт, труб и т. д.), сопровождаемый характерным шумом; при дальнейшем усилении ноли разряд становится видимым, иногда довольно ярким, с переходом в коронную форму. Отт. электрич. короны в атмосфере часто зав. огнём с. З. М., они особенно сильны в горах и на море. На очень высоких сооружениях (телевышки, мачты и т. п.) ток короны может превышать 10 мА. При ноде самолёта в облаках нередко происходит его зарядке благодаря контактным процессам и появление на заостренных концах проводов, к-рые могут превышать 10 мА при потенциалах $>10^6$ В, создавая существ. помехи радиосвязи.

Исследования А. э. позволяют выяснить природу электрич. процессов в атмосфере, в частности приписать глобальных вариаций электрич. полей и ион. электрич. состояние атмосферы. Данные об унитарных вариациях электрич. поля могут стать основой для решения многих проблем существования и механизмов солнечно-тропосферных связей. Сведения об электрич. состоянии атмосферы позволяют оценить бол. влияние его факторов, снизить вредное, а иногда и опасное воздействие на линии электропередач, связи, открытые разработки, аниацию, высотные сооружения и т. д.

Лит.: Иммигров И. М., Чубария К. В., Электричество облаков, Л., 1971; Юман Я. М., Молнии, пер. с англ., М., 1972; Чалмерс Р. Д. А., Атмосферное электричество, пер. с англ., Л., 1974; Мучник В. М., Физика гроз, Л., 1974; Мучник В. М., Фишман В. Е., Электризация глубоководных аэрозолей в атмосфере, Л., 1982; Ткач Е. И. Н., Atmospheric electricity, 2 ed., v. 1–2, Издатель, 1970–73; Lightning, ed. by R. H. Golde, v. 1–2, L.—N.Y., 1977.

И. М. Иммигров

АТМОСФЕРНЫЙ ВОЛНОВОД — слой атмосферы вблизи поверхности Земли, обладающий способностью канализировать эл.-магн. волны вследствие рефракции. Благодаря этому возможно распространение радиоволн на значит. расстояния путём их последоват. отражения от границ волновода. А. в. выявляется в результате образования т. в. инверсионного слоя с аномальным распределением темп-ры, влажности, а следовательно, и показателя преломления по вертикали. Как правило,

А. в. возникает в хорошую, ясную погоду, когда существуют устойчивые инверсионные слои. *Загоризонтное распространение радиоволн* в А. в. наблюдается во мн. районах земного шара, причем наиб. часто А. в. возникает вблизи морской поверхности в условиях натекания на неё сухого воздуха. Напр., оптич. мираж есть ирреальное волноводное механизма распространения света в атмосфере Земли. Как и в обычном волноводе, в А. в. распространяются волны, длина волны k -рых меньше критич. значения $\lambda_{кр}$. Величина $\lambda_{кр}$ связана с толщиной А. в. h_0 приближенными соотношением $\lambda_{кр} \sim 0,085 h_0^{3/2}$, $\lambda_{кр}$ в см, h_0 в м. А. в. образуются напр. на сантиметровых, реже на дециметровых и более длинных волнах. Это связано с тем обстоятельством, что инверсия темп-ры, в результате к-рой возникает А. в., на больших интервалах высот менее вертикальна, чем на малых. Существуют приземные и приподнятые А. в. Тип А. в. определяется модифициров. показателем преломления $n_{мод.} \approx n(z) + zR_0^{-1}$ (n — показатель преломления, R_0 — радиус Земли, z — высота) и связан с ним функцией $M = (n_{мод.} - 1) \cdot 10^6$, наз. M -профилем. Приземный А. в. простирается от поверхности Земли до иск-рой высоты z_m , где функция M принимает наибольшее значение. Приподнятый А. в. проходит над поверхностью Земли и сосредоточен в окрестности максимума M -профиля.

Лит.: Арсберг А. Г., Распространение дециметровых и сантиметровых волн, М., 1957; Бреховский Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973. В. П. Ураков.

АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗД — см. *Звёздные атмосферы*.

АТОМ — наименьшая часть хим. элемента, способная к самостоят. существованию и являющаяся носителем его свойств. Каждому элементу соответствует определ. род А., обозначаемый хим. символом этого элемента. А. могут существовать в свободном состоянии в газах. В связанном состоянии А. входят в состав молекул, соединяясь химически с атомами того же элемента или др. элементов, и конденсир. тел (см. *Жидкость, Твёрдое тело*). В статье будут рассматриваться свободные А. Физ. и хим. свойства свободного А. определяются его составом и строением.

Общая характеристика строения атома. А. состоит из электрически положительно заряженного ядра и отрицательно заряженных электронов. Принадлежность А. данному элементу определяется величиной заряда ядра — Ze (e — величина элементарного электрич. заряда, Z — ат. номер).

Число электронов в нейтральном А. равно Z , их общий заряд равен $-Ze$. Теряя электроны, нейтральный А. превращается в ионизир. А. — положительно заряженный ион, а после присоединения одного или неск. электронов — в отрицат. ион. Число электронов, к-рое А. потерял (присоединил), определяет кратность иона. Нейтральный А. обозначают символом элемента, для новов к символу А. добавляют индекс справа сверху, напр. N^+ , N^{2+} (или N^{+1}), O^{2-} — однократно и двукратно ионизированные А. азота (иодозит. иона), двукратно отрицат. ион кислорода.

Нейтральный А. элемента и ионы А. др. элементов с тем же числом электронов образуют изотопный ряд (напр., *Водородоподобные атомы*). Членам изотопного ряда присуще значит. сходство в строении А., многие их свойства закономерно изменяются с изменением Z .

Размеры А. определяются размерами его электронной оболочки, не имеющей строго определ. границ, поэтому значения радиуса и объёма А. зависят от способа их эксперим. определения. Размеры А. могут быть получены из определения постоянной b в *Ван-дер-Ваальса уравнении*, средней длины свободного пробега в газе, из расстояния между А. в кристаллич. решётке и др. способами. Линейные размеры А. $\sim 10^{-8}$ см, площадь поперечных сечений $\sim 10^{-16}$ см², объём $\sim 10^{-24}$ см³.