

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

2

ДОБРОТНОСТЬ —
МАГНИТООПТИКА

Главный редактор

А. М. ПРОХОРОВ

Редакционная коллегия

Д. М. АЛЕСЕЕВ
(зам. гл. редактора),
А. М. БАЛДИН,
А. М. БОНЧ-ВРУЕВИЧ,
А. С. БОРОВИК-РОМАНОВ,
Б. К. ВАЛНШТЕЙН,
С. В. ВОНСОВСКИЙ,
А. В. ГАПОНОВ-ГРЕХОВ,
С. С. ГЕРШТЕЙН,
И. И. ГУРЕВИЧ,
А. А. ГУСЕВ
(зам. гл. редактора),
М. А. ЕЛЬЯШЕВИЧ,
М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ,
Д. Н. ЗУВАРЕВ,
Б. Б. КАДОМЦЕВ,
И. С. ШАПИРО,
Д. В. ШИРКОВ.

Москва
«Советская
энциклопедия»
1990



ДОБРОТНОСТЬ колебательной системы — величина, характеризующая резонансные свойства линейной колеб. системы; численно равна отношению резонансной частоты ω к ширине резонансной кривой $\Delta\omega$ на уровне убывания амплитуды в $\sqrt{2}$ раз: $Q = \omega/\Delta\omega$. Принято также выражать D через отношение запасной в системе энергии W к средней за период колебаний мощности потерь P , т. е. $Q = \omega W/P$. Однако при падении потерь величина запасной энергии не может быть установлена строго и определяется путём условного разграничения диссипативных и реактивных элементов. Так, напр., в случае электрич. контуров запасную энергию считают сосредоточенной в чисто реактивных элементах индуктивности L и ёмкости C , а потери связывают с протеканием тока по чисто диссипативному элементу — сопротивлению R . Тогда

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\omega L}{R} = \frac{1}{\omega RC}.$$

Соответственно для механич. колеб. системы с массой m , упругостью k и коэф. трения b

$$Q = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{m}{\omega}} = \frac{m\omega}{b} = \frac{k}{\omega b}.$$

В колеб. системах с большой D , частота и коэф. затухания α слабозатухающих колебаний вида $e^{-\alpha t} \sin \omega t$ связаны с D , отношением $Q = \omega/2\alpha = \pi/d \gg 1$, где $d = 2\pi\alpha/\omega$ — декремент затухания.

D характеризует избирательную и разрешающую способности колеб. системы: чем больше Q , тем выше резонансный отклик системы по сравнению с нерезонансным; отклики системы на одинаковые по амплитуде сигналы с близкими частотами ω_1 и ω_2 существенно различны по величине и, следовательно, могут быть разрешены, если $|\omega_1 - \omega_2| \gg \Delta\omega = \omega/Q$. Обычные радиоконтуры обладают D , $Q \sim 10^2 - 10^3$, для камертона $Q \sim 10^4$, для пьезокварцевой пластинки $Q \sim 2 \cdot 10^4$ на частоте 20 кГц, для СВЧ-резонаторов $Q \sim 10^3 - 10^4$, а для квазиоптич. и оптич. резонаторов $Q \sim 10^6 - 10^7$.

Если в системе существует неск. источников диссипации, то для получения результирующей D , Q_{Σ} складываются обратные величины:

$$\frac{1}{Q_{\Sigma}} = \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} + \dots$$

Величину Q_i , с к-рой связан отвод энергии в полеваную нагрузку, наз. р а б о ч е й D . В случае многомодовых систем с дискретным (точнее, квазидискретным) спектром собственных частот каждая из мод обладает своей D_i ; в пределе, когда спектр сливается в сплошной, понятие D утрачивает смысл.

Лит.: Стреляков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Горелький Т. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983.

ДОВЕРИТЕЛЬНЫЙ ИНТЕРВАЛ — понятие, возникающее при оценке параметра статистич. распределения интервалом значений D , и для параметра θ , соответствующий данному коэф. доверия P , равен такому интервалу (θ_1, θ_2) , что при любом распределении вероятности неравенства $\theta_1 < \theta < \theta_2$ выполняются (т. е. значение параметра θ попадает в D , и.) с вероятностью не менее P .

А. А. Лебедев.

ДОЗА и з л у ч е н и я — энергия *ионизирующего излучения*, поглощённая облучаемым веществом и рассчитанная на единицу массы (поглощённая доза). D является мерой радиац. воздействия. Поглощённая энергия расходуется на нагрев вещества и на его физ. и хим. иррадиацию. Величина D зависит от вида излучения, его интенсивности, энергии его частиц, времени облучения, а также от состава облучаемого вещества. В процессе облучения D со временем накапливается. Приращение D в единицу времени наз. мощностью \dot{D} . Мощность \dot{D} может быть непостоянна во времени. Доза D за время облучения t связана с $P(t)$ — мгновенным значением мощности \dot{D} — соотношением:

$$D = \int_0^t \dot{D}(t) dt.$$

Поглощённая D в общем случае неравномерно распределена в веществе. Поглощённую энергию ΔE в некотором объёме, содержащем вещество массой Δm , можно представить в виде:

$$\Delta E = \mathcal{E}_{\text{вх}} - \mathcal{E}_{\text{вых}} + \mathcal{E}_0,$$

где $\mathcal{E}_{\text{вх}}$ — энергия всех частиц, входящих в данный объём, $\mathcal{E}_{\text{вых}}$ — энергия всех частиц, выходящих из него, \mathcal{E}_0 — энергия всех частиц, искусственных источников, находящихся внутри данного объёма (напр., радионуклидами). Разность между $\mathcal{E}_{\text{вх}}$ и $\mathcal{E}_{\text{вых}}$ равна притоку энергии в данный объём:

$$\mathcal{E}_{\text{вх}} - \mathcal{E}_{\text{вых}} = - \oint_S I dS,$$

где I — вектор потока энергии через единицу площади поверхности, охватывающей данный объём, за время формирования D , $I dS$ — результирующий «вынос» энер-

гии через элементарную площадку dS . Поглощённая D , в точке внутри данного объёма:

$$D = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathcal{E}}{\Delta m} = K - \frac{1}{\rho} \operatorname{div} I. \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность вещества, $K = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\mathcal{E}_a}{\Delta m}$.

Если формирование D происходит за счёт электронов, возникающих в результате взаимодействия фотонов с веществом, а др. источников электронов нет, то K в (1) — начальная энергия всех электронов, освобождённых фотонами, рассчитанная на единицу массы вещества (кэВ/г), I — вектор потока энергии; $D = K$ при $\operatorname{div} I = 0$. Условие $\operatorname{div} I = 0$ соответствует т. н. электронуравнованию, при котором энергия всех электронов, вошедших в рассматриваемый объём, равна энергии всех электронов, вышедших из него, а поглощённая энергия излучения в этом объёме равна суммарной кинетической энергии электронов, освобождённых в его пределах фотонами (справедливо, если пренебречь потерями энергии электронов на тормозное излучение).

Формирование дозы определяется физ. процессами, связанными с взаимодействием излучения с веществом. Для эл.-магн. (фотоного) излучения D зависит от ат. номера Z элементов, составляющих вещество; чем выше Z , тем больше поглощённая D . В результате при

одинаковых условиях облучения D в тяжёлых веществах больше, чем в лёгких. Связано это с тем, что фотоны взаимодействуют с электронной оболочкой атомов. Чем выше Z , тем больше электронов в единице массы вещества и, следовательно, больше возникает актов передачи и поглощения энергии. Для двух веществ, различающихся по Z , D фотонного излучения D_1 и D_2 связаны между собой соотношением:

$$D_2 = \frac{\mu_{k1}}{\mu_{k2}} D_1.$$

Здесь μ_{k1} и μ_{k2} наз. коэф. передачи энергии и, являются частью коэф. ослабления интенсивности излучения, характеризующей преобразование замыкаемой энергии в кинетич. энергию электронов в элементарных актах взаимодействия (см. *Гамма-излучение, Рентгеновское излучение*).

Нейтроны взаимодействуют с ядрами атомов. Для них поглощённая D определяется ядерным составом вещества, и характер взаимодействия с ядрами существенно зависит от энергии нейтронов. Для живой ткани поглощённая D формируется преим. в результате взаимодействия нейтронов с ядрами C , H , O и N ; фл.-а условной тканевой «молекулы» для мягких тканей живого организма имеет вид $(C_5H_{10}O_{18}N)_x$. Для тепловых нейтронов наиб. значение при формировании тканевой D имеют 2 ядерные реакции — *радиационный захват* нейтронов ядрами водорода 1_1H (n, γ) 2_1H и реакции ${}^{14}_6N$ (n, p) ${}^{14}_7C$. Возникающие при радиаци. захвате фотоны с энергией 2,23 МэВ дают существенный вклад в D . В реакции на N возникает излучение с энергией 0,62 МэВ и образуется радиоакт. ${}^{14}_7C$ (вклад в D к-рого незначителен). Нейтроны с энергией ~ 1 кэВ заходят в теле человека до тепловых энергий. D , обусловленная передачей энергии в упругих взаимодействиях при замедлении нейтронов, примерно на порядок меньше, чем D , обусловленная вторичным излучением, возникающим при захвате тепловых нейтронов.

Осп. процесс, определяющий D быстрых нейтронов (0,5—10 МэВ) в живой ткани, — упругое рассеяние; при

этом на долю протонов отдача приходится 70—80% всей поглощённой энергии. Часть быстрых нейтронов в живом организме замедляется до тепловых скоростей, поэтому суммарная D обусловлена как упругими взаимодействиями нейтронов с ядрами, так и D от тепловых нейтронов. Относит. вклад тепловых нейтронов в суммарную D невелик и уменьшается с ростом энергии первичных быстрых нейтронов. Так, для нейтронов с энергией 1 МэВ часть общей D в живом организме, связанная с тепловыми нейтронами, $\sim 11\%$. Для нейтронов промежуточных энергий (1—500 кэВ) D в живой ткани формируется как в результате упругого рассеяния, так и в результате ядерных реакций. Характерная особенность нейтронов промежуточных энергий — наличие резонансных пиков сечения взаимодействия нейтронов с ядрами нек-рых элементов ткани (см. *Нейтронная спектроскопия, Нейтронная физика*).

В случае потока заряд. частиц (электронов, α -частиц и др.) D зависит от их т. п. и не является ρ е д л а ч и в а е р г и и (ДПЭ), к-рая равна энергии заряд. частицы, переданной веществу на ед. длины её пути. Для моноэнергич. потока заряд. частиц, ДПЭ к-рыз равна L . D за время t связана с плотностью потока частиц Φ соотношением:

$$D = Lqt.$$

Поглощённая D измеряется в системе СИ в *греях* (Гр), 1 Гр равен энергии в 1 Дж, поглощённой массой в 1 кг. На практике распространена внесистемная единица D — *рад*, 1 рад = 10^{-2} Дж/кг = 10^{-2} Гр.

Экспозиционная доза — мера ионизац. действия эл.-магн. излучения в воздухе. Она определяется как отношение суммарного заряда всех ионов одного знака ΣQ , созданных в воздухе вторичными частицами (электронами и позитронами, образующимися в элементарном объёме при полном их торможении), к массе Δm воздуха в этом объёме:

$$D_0 = \Sigma Q / \Delta m.$$

Экспозиц. D пропорц. к е р м е (сумме пач. кинетич. энергии всех вторичных заряд. частиц на единицу массы воздуха).

Экспозиц. D в СИ измеряется в Кл/кг, $D_0 = 1$ Кл/кг соответствует тому, что электроны и позитроны, освобождённые в 1 кг атм. воздуха в первичных актах поглощения и рассеяния фотонов, образуют при полном торможении в воздухе ионы с $\Sigma Q = 1$ Кл. В условиях электронного равновесия при $D_0 = 1$ Кл/кг ионы с $\Sigma Q = = 1$ Кл образуются в 1 кг воздуха. На этом основано измерение экспозиц. D .

Распространённой внесистемной единицей экспозиц. D является *рентген* (Р); 1 Р = $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг. Это соответствует образованию 2,08 $\cdot 10^9$ пар ионов в 1 см³ воздуха (при 0°C и 760 мм рт. ст.). На создание такого кол-ва ионов необходимо затратить энергию 0,114 эрг/см³ = 88 эрг/г. Т. о., 88 эрг/г — энергетич. эквивалент 1 Р. Зная атомный состав вещества, ср. энергию ионизации и энергетич. спектр излучения, по величине экспозиц. D можно рассчитать поглощённую D рентг. и γ -излучений в любом веществе.

Относительная биологическая эффективность. Поглощённая энергия излучения является первоначальной последующих процессов, к-рые в конечном итоге приводят к наблюдаемому физ.-хим. изменению вещества. При облучении живых организмов, в частности человека, могут возникать биоц. неблагоприятные последствия, к-рые определяют т. н. уровень радиационной опасности.

Для данного вида излучения радиаци. индуцированные эффекты во мн. случаях оказываются пропорц. поглощённой энергии излучения. Это позволяет считать поглощённую D их мерой. Однако при одной и той же поглощённой D в тканях живого организма биоц. эффект оказывается различным для разных видов излучения. Напр., нек-рые виды биоц. реакций для

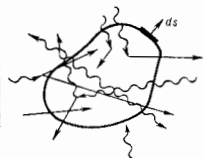


Схема преобразования энергии фотонов (волнистые линии) в энергию электронов (прямые линии).

быстрых нейтронов проявляются в 10 раз сильнее, чем для рентг. излучения. Т. о., знание поглощенной Д. недостаточно для оценки радиационно-индуцированного эффекта. Биол. эффекты, индуцируемые любым видом ионизирующего излучения, принято сравнивать с биол. эффектами, возникающими в поле рентг. излучения с граничной энергией фотонов $\varepsilon = 250$ кэВ. Принимаемое за образцовое. Это сравнение определяет понятие относительной биол. эффективности:

$$ОБЭ = \frac{D_x}{D_0},$$

где D_x — Д. данного вида излучения, D_0 — Д. образцового излучения, при к-ром наблюдаемый биол. эффект такой же.

Для оценки степени радиац. опасности при хронич. облучении вместо ОБЭ используют т. н. к оэф. к а я е с т в а з л у ч е н и я к. Он показывает, во сколько раз радиац. опасность в случае хронич. облучения человека (при сравнительно малых Д.) для данного вида излучения выше, чем в случае образцового излучения при одинаковой поглощенной Д. Коэф. качества является регламентированной величиной ОБЭ, устанавливаемой на основании медико-биол. данных. Для эл.-магн. излучения $k=1$, для тепловых нейтронов $k=3$, для нейтронов с энергией $\varepsilon=0,5$ МэВ $k=10$, а для $\varepsilon=5$ МэВ $k=7$. На основании зависимости ОБЭ от ЛПЗ устанавливаются значения k для разл. диапазонов ЛПЗ (табл. 1).

Т а б л. 1. — Значения k , рекомендуемые Национальной комиссией по радиационной защите в зависимости от L

Вид излучения	$L_{ср}$ в воде, КэВ/мкм	Ср. уд. ионизации в воде, число пар ионов/мкм	k
Эл.-магн. излучение	$\leq 3,5$	≤ 100	1
Электроны, позитроны			
Релятив. ионизирующее излучение	3,5—7,0	100—200	1—2
	7,0—23	200—850	2—5
	23—53	850—1500	5—10
	53—175	1500—5000	10—20

Для интерполяции значений k можно пользоваться ф-лой: $k=0,8+0,16 L$.

Эквивалентная доза. Мерой ожидаемой радиац. опасности при облучении живых организмов служит эквивалентная Д.:

$$H = kD.$$

Единицей эквивалентной Д. в СИ наз. зиверт (Зв), 1 Зв = 1 Дж/кг. В практике распространена внесистемная единица — бер, 1 бер = 10^{-2} Зв.

Естеств. фон ионизирующего излучения (космич. лучи, радиоактивность почвы, воды, воздуха и т. д.) создает в среднем мощность эквивалентной Д. 0,125 сЗв в год. Эквивалентная Д. $H > 4$ Зв, полученная в короткое время при тотальном облучении тела, может привести к смертельному исходу (если не принимать спец. медицинских мер). Однако такая же эквивалентная Д., полученная человеком равномерно в течение всей его жизни, не приводит к видимым изменениям в состоянии здоровья. Мощность эквивалентной Д. 5 сЗв в год считается допустимой при профессиональном облучении в течение 50 лет без опасности как для здоровья самого человека, так и для последующих поколений. Эквивалентные Д., применяемые в терапевт. целях при местном облучении отд. органов или тканей, могут составлять десятки Зв.

При облучении организма отд. органы и ткани вносят разл. вклад в ожидаемый биол. эффект на уровне всего организма; для одной и той же ср. поглощенной Д. в поле одного и того же излучения радиобiol. эффект

оказывается зависящим от распределения Д. по органам и тканям. В этом случае мерой неблагоприятных последствий облучения может служить эфф. эквивалентная Д.:

$$H_э = \sum_i W_i H_i,$$

где H_i — эквивалентная Д. в i -м органе или ткани; W_i — коэф., определяющий вклад данного органа или ткани в неблагоприятные последствия для организма при его равномерном облучении: $\sum W_i = 1$ (табл. 2).

Т а б л. 2. — Значения W_i для различных органов и тканей, рекомендуемые Международной комиссией по радиологической защите

Ткань или орган	W_i	Ткань или орган	W_i
Гонады	0,25	Щитовидная железа	0,03
Молочная железа	0,15	Поверхностная, костная ткань	0,03
Красный костный мозг	0,12	Остальные	0,30
Легкие	0,12		

Коллективные дозы. На практике возникает необходимость оценивать меру воздействия и меру ожидаемого эффекта при облучении больших групп людей на популяционном уровне. Для этих целей применяют коллективные (поглощенную и эквивалентную) Д. Коллективная Д. за интервал времени от t_1 до t_2 :

$$D_S = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{P}_S(t) dt,$$

$$\mathcal{P}_S(t) = n_0 \int_0^{\infty} f(\mathcal{P}_t) \mathcal{P}_t d\mathcal{P}_t, \quad (2)$$

где $f(\mathcal{P}_t)$ — распределение облучаемых лиц по мощности Д. в момент времени t , n_0 — полное число облучаемых людей. Т. к. $f(\mathcal{P}_t)$ зависит от времени, то коллективная Д. учитывает как общее число облученных лиц, так и динамику индивидуальных Д. Ф-ла (2) определяет либо коллективную поглощенную, либо коллективную эквивалентную Д. в зависимости от того, какой смысл придается \mathcal{P}_t .

Разновидностью коллективной Д. является т. н. ожидаемая (парциальная) Д. D_S^k , к-рую можно ожидать за бесконечно большое время в результате к.-л. конкретного события (напр., ядерной аварии). При наличии нек. событий полная ожидаемая Д. равна сумме парциальных. Ожидаемая Д.:

$$D_S^k = \int_0^{\infty} \mathcal{P}_S^k(t) dt,$$

где $\mathcal{P}_S^k(t)$ — парциальная коллективная мощность Д. в момент t . Коллективная Д. выражается в человеко-Гр, коллективная эквивалентная Д. — в человеко-Зв.

Профессиональная доза — эквивалентная Д., сформированная в конкретном органе или живой ткани в течение 50 лет с момента однократного поступления внутрь организма радиоакт. вещества (50 лет соответствует продолжительности трудовой деятельности):

$$D_{50} = \int_{t_0}^{t_0+50} \mathcal{P}_S(t) dt.$$

Здесь \mathcal{P}_S — мощность эквивалентной Д. в момент времени поступления радиоактивности в организм. Изменение распада радиоакт. вещества, так и скорость его биол. выведения из организма (измеряется в Зв).

Лит.: И в а н о в В. И., Курс дозиметрии, 4 изд., М., 1988; Нормы радиационной безопасности НРБ-76 и ОСП-72, 80, 2 изд., М., 1981; И в а н о в В. И., М а ш к о в и ч В. П., Ц е н к е р Э. М., Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике, М., 1981; Радиационные величины и единицы. Доклад 33 МКРЭ, пер. с англ., под ред. И. В. Керим-Марнуса, М., 1985. В. И. Иванов.

ДОЗУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ газа — течение, при котором во всей рассматриваемой области скорость движения среды в меньше местной скорости распространения звука a . Если во всем поле течения $u > a$, то при описании течения можно пренебречь сжимаемостью среды, т. е. изменением ее плотности. Если же местная скорость может достигать величин, близких к скорости звука, средю уже нельзя рассматривать как несжимаемую. Скорости газовых течений обычно характеризуют *Маха числом* $M = u/a$, тогда $D. T.$ определяется условием $M < 1$, а *сверхзвуковые течения* — условием $M > 1$.

ДОЗИМЕТРИЯ (от греч. *doḗis* — доля, порция и *metrō* — измеряю) — раздел прикладной ядерной физики, в котором рассматриваются физ. величины, характеризующие распределение *ионизирующего излучения* (его поле) и его взаимодействие с веществом, к-рые могут быть сопоставлены с величиной радиац.-индуцированного эффекта в веществе. Такое сопоставление необходимо как для предсказания последствий облучения в объектах живой и неживой природы, так и для исследования процессов, к-рые приводит к этим последствиям. Упомянутые физ. величины наз. *д о з и м е т р и ч е с к и м и*.

Процессы взаимодействия протекают по-разному для разл. видов излучений и зависят от состава облучаемого вещества, но во всех случаях происходит преобразование энергии излучения в др. виды энергии в актах взаимодействия с ядрами, электронами, атомами и молекулами вещества. В результате часть энергии излучения поглощается веществом. Поглощенная энергия — первопричина всех последующих процессов, к-рые в конечном итоге проявляются в виде наблюдаемого радиац.-индуцированного эффекта (нагрев тела, изменение физ.-хим. свойств, биол. изменения в живом организме и т. п.). Доза излучения, равная поглощенной энергии в ед. массы вещества, и связанные с ней величины — распределение дозы в пространстве (дозиметрич. поля) и во времени, отнесен к единице массы и т. п. Доза — эффективная и т. п. (см. *Доза*) — служат мерой воздействия на облучаемый объект.

Первоначально Д. развивалась в связи с необходимостью обеспечения радиац. безопасности человека, однако в дальнейшем она приобрела важное значение в физ., хим. и радиобiol. исследованиях, а также в радиационной технологии и охране природной среды (контроль радиац. полей и рассеянных радионуклидов в естеств. и искусств. происхождении). Дозиметрич. контроль окружающей среды в связянии с ним прогнозы радиац. обстановки требуют создания оптимизированных дозиметрич. систем.

Экспериментальные методы Д. основаны на методах регистрации ионизирующих излучений (см. *Детекторы*). Отклик дозиметрич. детектора должен быть однозначен связан с измеряемой дозиметрич. величиной. Все методы Д. сводятся в обобщенный принцип, согласно к-рому отклик I измерит. дозиметрич. системы, состоящей из n детекторов, может быть выражен ф-лой:

$$R = \sum_{ik}^n n_{ik}(\mathcal{E}) \mathcal{E}^m d\mathcal{E}. \quad (1)$$

Здесь $n_{ik}(\mathcal{E})$ — плотность распределения вторичных ионизирующих частиц типа i в k -м детекторе, теряющих энергию в пределах от \mathcal{E} до $\mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}$, $B = 1$ — ниж. порог регистрации энергетич. потерь; $m = 0, 1, 2, \dots$ В зависимости от вида измеряемой величины методы Д. можно классифицировать по моментам энергетич. потерь по

ф-ле (s) (m — порядок момента, см. *Моменты* случайной величины). Так, при $m=0$ (нулевой момент) отклик детектора пропорционален числу вторичных частиц, теряющих энергию ($>B$); при $m=1$ (первый момент) отклик пропорционален поглощенной энергии вторичных частиц с энергетич. потерями $>B$. При $B=0$ и $m=1$ отклик пропорционален общей поглощенной энергии в детекторе.

Раздел Д., связанный с определенным эквивалентной дозой, учитывающей коэф. качества излучения, наз. *эквивидозиметрией*. В *микродозиметрии* учитываются стохастич. природа взаимодействия излучения с веществом и обусловленные этим флуктуации поглощенной энергии.

Лит.: И в а н о в В. И., Курс дозиметрии, 4 изд., М., 1988; И в а н о в В. И., Л и с и н о в В. Н., Основы микродозиметрии, М., 1978; К е и р и м - М а р н у с И. В., Эквивидозиметрия, М., 1980. В. И. Иванов.

ДОЛЬНЫЕ ЕДИНИЦЫ — составляют определ. часть (долю) от установленной единицы физ. величины. В СИ приняты след. приставки для образования наименований Д. е.:

Дольность	Приставка	Обозначения		Дольность	Приставка	Обозначения	
		международ.	рус.			международ.	рус.
10^{-1}	деци	<i>d</i>	<i>д</i>	10^{-9}	нано	<i>n</i>	<i>н</i>
10^{-2}	сантис	<i>s</i>	<i>с</i>	10^{-12}	пико	<i>p</i>	<i>п</i>
10^{-3}	милли	<i>m</i>	<i>м</i>	10^{-15}	фемто	<i>f</i>	<i>ф</i>
10^{-6}	микро	<i>μ</i>	<i>мк</i>	10^{-18}	атто	<i>a</i>	<i>а</i>

Примеры: $1 \text{ нФ (пикофарада)} = 10^{-12} \text{ Ф (фарад)}$, $1 \text{ нм (нанометр)} = 10^{-9} \text{ м, 1 мВ (милливольт)} = 10^{-3} \text{ В (вольт)}$. Единицы, образованные с помощью множителя 10^6 , наз. *кратными единицами*.

ДОМЕННАЯ СТЕНКА (доменная граница магнитных доменов) — переходный слой от одного домена с однородной намагниченностью M_1 к др. домену с однородной намагниченностью M_2 (см. *Магнитная доменная структура*). Толщина D_d (см. *доменная толщина*) определяется конкуренцией неоднородного обменного взаимодействия (стремящегося увеличить δ_0) и магнитной анизотропии (уменьшающей δ_0): $\delta_0 \sim (A/K)^{1/2}$, где A и K — константы обменной энергии и энергии анизотропии.

У типичных ферромагн. материалов обменная энергия значительно превосходит энергию магн. анизотропии и δ_0 составляет десятки и сотни межатомных расстояний. Д. с. обладает поверхностной энергией $\sim (AK)^{1/2}$.

Число Д. с. в ферромагн. образце зависит от доменной структуры кристалла в осн. состоянии, в конечном счете, — от числа эквивалентных осей *легкого намагничивания*. В простейшем случае одноосных кристаллов (с одной осью *легкого намагничивания*) вектор намагниченности M_i вдоль Д. с. ориентирован вдоль этой оси (оси анизотропии), но направлен в соседних доменах взаимно противоположно. Домены с противоположным направлением вектора M_i разделены т. п. 180° -ной Д. с. (см. *Блоха стенка*). В кубич. и гексагональных кристаллах могут реализоваться 90° - и 60° -ные Д. с. Они разделяют домены с ориентацией M_i вдоль ребер куба и вдоль осей второго порядка в гексагональном кристалле.

При заданной ориентации намагниченности вдоль Д. с. распределение вектора M_i внутри Д. с. может быть различным, поэтому Д. с. классифицируют ещё по распределению намагниченности внутри стенки.

Д. с., в к-рых изменение направления вектора M_i происходит нутом его вращения в плоскости граници, наз. *б л о х о в с к и м Д. с.* (Ф. Блох (F. Bloch, 1932)). Д. с., в к-рых изменение направления M_i осуществляют

ется в плоскости, перпендикулярной D , с. наз. п. о. л. в с к и м и D . с. [Л. Неель (L. Néel, 1944); см. *Неель стенка*]. Толщина и поперечная энергия блоховских и цесловских D . с. различны за счёт магн. дипольного взаимодействия.

В общем случае D . с. в одноосном кристалле вращение намагниченности происходит в плоскости, проходящей через ось анизотропии и пересекающей D . с. под произвольным углом. За центр D . с. выбирают плоскость, в к-рой вектор M перпендикулярен оси анизотропии. Вращение вектора намагниченности в D . с. может происходить по или против часовой стрелки (т. е. существуют правовращающие и левовращающие D . с.). Сочленение D . с. с разл. направлениями вращений происходит по блоховским линиям (БЛ; см. *Блога линии*). При переходе через БЛ по центру D . с. направление намагниченности изменяется на половину оборота (на угол $\pm\pi$). Сочленение разных БЛ происходит в блоховской точке (БТ; см. *Блога точка*). Блоховские линии и точки определяют структуру D . с.

D . с., БЛ и БТ характеризуют топологически устойчивые типы распределения намагниченности в окрестности соответствующих плоскостей, линий и точек кристалла. Переход от этих неоднородных распределений к однородному требует затраты энергии, пропорциональной соответственно объёму, поверхности или линейному размеру тела. По этой причине D . с. не могут образоваться внутри тела. Они либо рассекают образец по нек-рой поверхности, либо образуют цилиндрич. поверхность перем. сечения, выходящую торцами на поверхность образца (см., напр., *Цилиндрические магнитные домены*), либо образуют замкнутую поверхность внутри тела. В ряде ферромагн. материалов (напр., в плёнках опред. толщины) реализуются D . с. смешанной блоховско-неельской структуры (т. н. стенки с поперечными связями).

В средах с многопредельночной магнитной атомной структурой (см. *Подрешистые магнитные, Антиферромагнетизм*) D . с. классифицируют по только по граничным условиям, типу распределения вектора намагниченности, но и по типам распределения векторов антиферромагнетизма.

Лит.: Хуберт А., Теория доменных стенок в упорядоченных средах, пер. с нем., М., 1977. В. Г. Барыштар.

ДОМЕННОЙ СТЕНКИ ДИНАМИКА — поступательное или колебательное движение доменной стенки (ДС) в магнитоупорядоченном веществе с магнитной доменной структурой [в ферромагнетиках (ФМ), ферримагнетиках (ФРМ) и слабых ферромагнетиках (СФМ)], возникающее под действием приложенного постоянного, импульсного либо переменного по знаку магн. поля. Часто рассматривают поле, параллельное намагниченности в одном из смежных доменов. Причиной движения ДС является нарушение равновесия магн. доменной структуры, возникающее при включении и изменении во времени внеш. магн. поля. Домены, магн. моменты в к-рых оказываются энергетически в более выгодном положении, стремятся увеличить свой объём за счёт доменов, магн. моменты в к-рых имеют менее выгодное направление в магн. поле. Смещение ДС происходит путём вращения магн. моментов в стенке. D . с. д. определяет один из механизмов перемагничивания магнитоупорядоченных веществ, а также частотную зависимость магнитной восприимчивости.

Скорость поступательного движения ДС определяется балансом изменения энергии магн. моментов во внеш. магн. поле и энергии диссипации, связанной с процессами релаксации магн. моментов (спинов) в движущейся ДС, а также с вихревыми токами, индуцированными движением ДС в проводящем магнетике. Релаксация магн. моментов осуществляется посредством взаимодействия меняющих ориентацию магн. моментов между собой (магнон-магнонное рассеяние) и

с колебательными кристаллич. решётки (магнон-фононное рассеяние), а также благодаря рассеянию спиновых волн на дефектах, примесях и др. несовершенствах структуры магн. кристалла. В отличие от релаксации однородной спиновой подсистемы, ДС имеет ещё один канал диссипации энергии, связанный с наличием доменных ветвей спиновых волн — изгибных колебаний ДС. В результате вряных и многотуплечатых процессов спиновой релаксации при движении ДС энергии, выделяемая благодаря перемагничиванию образца, передаётся в конечном итоге в фононную подсистему кристалла, т. е. превращается в теплоту.

Первые экспериментальные исследования D . с. д. проводились К. Сикстусом и Л. Тонком (К. I. Sixtus, L. Tonks, 1931) в ферромагнитных проволоках из сплава Fe—Ni. Начало теоретич. исследований D . с. д. было положено работой Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица (1935), в к-рой проводился анализ D . с. д. на основе ур-ний движения магн. момента с учётом релаксац. процессов. Дальнейший прогресс в изучении D . с. д. связан с исследованиями монокристаллич. ФМ (с нач. 50-х гг. 20 в.), затем тонких металлич. плёнок (с 60-х гг.) и монокристаллич. плёнок магнитных диэлектриков (с нач. 70-х гг.). В 80-х гг. значит. успехов достигла теория, рассматривающая D . с. д. как динамику магн. солитона — плависонной уединённой волны намагниченности.

Исследования D . с. д. основываются на измерении вихря магн. индукции, меняющегося при движении ДС в образце; по *Фарадеев эффекте* (в прозрачных магн. материалах) или *магнитоопич. Керра эффекте* (в непрозрачных материалах). Для определения динамич. параметров ДС используют частотную зависимость амплитуды колебаний ДС в перем. магн. поле. Прямое определение зависимости скорости движения изолированной ДС от величины приложенного магн. поля проводится по времени пробега ДС между двумя катушками индуктивности (метод Сикстуса и Тонкса). Применяется также магнитоопич. модификация этого метода, основанная на измерении времени пробега ДС между двумя коллимированными лучами поляризованного света. Для исследования D . с. д. используют также визуальные методы стробоскопии, наблюдения доменной структуры, а также высокоскоростную фотографию.

Сила, вызывающая движение ДС, определяется разностью плотностей энергий граничащих доменов во внеш. поле B в равна $F_B = B(M_+ - M_-)S$, где M_+ и M_- — магн. моменты в соседних доменах, S — площадь плоской ДС. Сила, действующая на единицу площади ДС (магн. давление P_B), в случае (180°-ной ДС) равна $P_B = F_B/S = 2M_+B$, где $M_S = |M_+| = |M_-|$ — намагниченность насыщения. Магн. давление стремится сместить ДС в сторону домена с большей плотностью энергии. Если не учитывать изгибов ДС, то ДС можно охарактеризовать эфф. массой и рассматривать ДС в к-р. д. при не слишком больших скоростях как динамику материальной точки. Дифференц. ур-ние движения материальной точки применительно к ДС имеет вид:

$$m\ddot{x} = -\beta\dot{x} - kx + P_B \quad (1)$$

(ДС смещается вдоль осей x , её нач. волновое равновесия при $P_B=0$ соответствует $x=0$). В ур-нии (1) m — масса единицы поверхности ДС [понятие «масса ДС» было введено В. Дёрингом (W. Döring, 1948)]; $-\beta\dot{x}$ — сила торможения (трения), β — параметр вязкого затухания; $-kx$ — квазиупругая сила, обусловленная изменением энергии образца при небольшом смещении ДС из нач. положения равновесия. Квазиупругая сила может быть обусловлена полями размагничивания в образце конечных размеров, наличием градиента пост. магн. поля, взаимодействием ДС с дефектами структуры магнетика, инородными включениями и др. магн. неоднородностями.

Если ДС смещается с ност. вост. скоростью $v > x$, то инерц. членом $m\dot{x}$ в (1) можно пренебречь. Тогда при малой величине квазиупругой возвращающей силы $(k|z| < P_B)$ ур-ние движения принимает вид: $\beta v = P_B$.

Экспериментально установлено, что обычно ДС остаётся неподвижной, пока внеш. поле не достигает значения $B > B_{кр}$. Величину $B_{кр}$ наз. коэффициентом ност. вост. ДС, она может быть меньше 0,1 мТл в монокристалл. плёнках ферритов-гранатов (при комнатной темп-ре) и достигает неск. мТл в плёнках *интерметаллических соединений*. С учётом коэрцитивности движение 180°-ной ДС описывается ур-нием $\beta v = 2M_S \times (B - B_{кр})$, и скорость движения $v = 2(M_S/\beta)(B - B_{кр}) = \eta_{\Psi}(B - B_{кр})$. Величину $\eta_{\Psi} = 2M_S/\beta$ наз. подвижностью ДС. С увеличением B (при $B > B_{кр}$) скорость ДС растёт сначала линейно

(рис. 1), а затем становится нелинейной (рис. 2). Для феноменол. описания процессов спиновой релаксации в ур-ние движения магн. момента вводят дополнит. слагаемые, учитывающие затухание его прецессии.

В 1935 Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц впервые предположили ур-ние, описывающее динамику магн. момента при движении ДС:

$$\frac{dM}{dt} = -|\gamma| \left\{ [M B_{эф}] - \lambda [B_{эф} - (B_{эф} M) M / M_S^2] \right\}. \quad (2)$$

Здесь λ — *магнито-механическое отношение*, λ — положительн. постоянная, имеющая одинаковую с M размерность. Первый член в круглых скобках описывает однородную прецессию вектора M вокруг эфф. магн. поля $B_{эф}$, второй член — момент сил, к-рый стремится уменьшить до нуля угол между M и $B_{эф}$ (см. Ландау — Лифшица *уравнения*).

Другой широко используемой формой записи ур-ния движения вектора M является ур-ние Гильберта (Th. Gilbert, 1955):

$$\frac{dM}{dt} = -|\gamma| \left[M \left(B_{эф} - \frac{\alpha}{|\gamma| M_S} \frac{dM}{dt} \right) \right]. \quad (3)$$

Оно идентично (2), если ввести безразмерный коэф. $\alpha = \lambda/M_S$ и в разложении (2) по малому параметру α ($\lambda \ll M_S$) пренебречь членами с α^2 . В ур-ниях (2) и (3) действующее на магн. момент M эфф. поле $B_{эф}$ включает внеш. магн. поле, поле размагничивания, поле магн. аннотропии и обменное поле. $B_{эф}$ может быть определено варьированием *термодинамического потенциала Φ магнетика* по M , т. е. $B_{эф} = -\delta\Phi/\delta M$.

Для описания Д. с. д. в многодошрёпчатых ферромагнетиках и антиферромагнетиках используются аналогичные ур-ния для каждой подрешётки. Д. с. д. в ферромагнетиках можно описывать с одним ур-нием типа (2) или (3), если нутём введения эфф. магн. параметров $\gamma_{эф}$ и $\alpha_{эф}$ учесть их многодошрёпчатую магн. структуру.

Расчёт на основе ур-ния (3) показывает, что в ФМ с одной осью лёгкого намагничивания нач. подвижность определяется толщиной стенки Δ , значениями γ и α : $\eta_{\Psi} = |\gamma| \Delta/\alpha$. В зависимости от состава и толщины образцов в интерметалл. сплавах η_{Ψ} изменяется от 10^8 до 10^9 м/(с·Тл), в магн. диэлектриках типа ферритов-гранатов — от 10^4 до 10^6 м/(с·Тл).

Большое влияние на подвижность ДС магн. материала оказывает наличие в кристаллич. решётке редкоземельных ионов. Эти ионы характеризуются сильной спин-орбитальной связью, обуславливающей взаимо-

действие магн. моментов ионов с решёткой. Из-за большой величины этого взаимодействия возрастает интенсивность прямых процессов спиновой релаксации, связанных с рассеянием спиновых волн на колебаниях решётки (магно-фононных процессов рассеяния), что снижает подвижность ДС.

На нач. участке зависимости $v(B)$ стационарное движение ДС в ност. магн. поле (в неогранич. среде) представляет собой трансляц. смещение с ност. скоростью без изменения структуры ДС. Изменение скорости на этом участке движения (вызв., напр., изменением магн. поля) приводит к динамич. перестройке структуры ДС и изменению её энергии $E(v)$. Это изменение энергии обуславливает инерц. свойства ДС при стационарном движении, т. е. её массу m ($m = dE/dv$). В частности, масса единицы площади *Блоха стенки* одноосного ФМ $m_{\Psi} = 2/(\mu_0 \gamma^2 \Delta)$, где μ_0 — *магнитная постоянная* (масса ДС в ФМ и ФМ составляет 10^{-3} – 10^{-2} кг/м²).

Структура стационарно движущейся ДС в одноосном ФМ характеризуется наличием пост. плоскости разворота магн. моментов, образующих ДС, к-рая составляет с плоскостью исходной ДС угол φ , зависящий от скорости v . Увеличение скорости приводит к возрастанию энергии ДС из-за роста полей размагничивания, обусловленных выходом магн. моментов из плоскости ДС. При этом возрастает также масса ДС.

Стационарное поступательное движение ДС в ност. магн. поле имеет предельную скорость v_{Ψ} , выше к-рой движение ДС становится неустойчивым [Л. Уокер (L. R. Walker, 1953), опубликовано Дж. Диллоном (J. F. Dillon, 1963)]. Существование в ФМ предельной (уокерской) скорости v_{Ψ} связано с конечной величиной угла выхода вектора M из плоскости, при к-ром скорость вращения спинов в ДС максимальна.

Время прохождения стенкой расстояния, равного её толщине Δ , соответствует времени *прецессии* магн. моментов, образующих ДС. Время прецессии $\tau_{\Psi} = (\gamma B_{эф})^{-1}$, где $B_{эф} = \mu_0 M_S/2$ — поле размагничивания, к-рое возникает при выходе магн. моментов из плоскости ДС. Т. о., $v_{\Psi} \approx \Delta/\tau_{\Psi}$. Предельная скорость v_{Ψ} в одноосном ФМ

$$v_{\Psi} = |\gamma| \mu_0 M_S (A/K)^{1/2} [1 + (1 + \mu_0 M_S^2/2K)^{1/2}]^{-1},$$

где K — постоянная одноосной аннотропии. Типичное значение v_{Ψ} в редкоземельных ферритах-гранатах $\sim 10^9$ м/с. Наличие магнито-кристаллич. аннотропии в плоской плоскости кристалла либо пост. магн. поля в плоскости ДС, действие к-рых аналогично действию полей размагничивания в стенке, приводит к увеличению v_{Ψ} . Так, в материалах с ромбич. аннотропией, напр. в ферритах-гранатах с наведённой аннотропией вдоль оси (110), возможно увеличение v_{Ψ} до 10^{10} м/с. Наряду с критич. скоростью имеется критич. магн. поле $B_{кр}$, выше к-рого возникает колебания стенки,

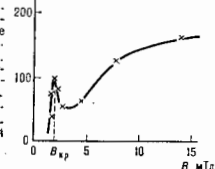


Рис. 2. Зависимость средней скорости домовой стенки от внешнего магнитного поля в плёнке $(\text{GdLu})_2(\text{FeAl})_4\text{Mn}_2\text{O}_{12}$ (Л. Брид и др. (D. J. Breed, P. V. Lee, W. D. Tracy, A. B. Voornmans), 1978). Ниже $B_{кр}$ зависимость $v(B)$ линейна, при $B > B_{кр}$ нелинейный характер зависимости $v(B)$ связан с неустойчивостью движения домовой стенки.

связанные с прецессией в этом поле магн. моментов, образующих ДС. В одноосном ФМ $B_{кр} = \mu_0 M_S \alpha/2$. При $B > B_{кр}$ дифференц. подвижность $\eta_{\Psi} = dv/dB$ резко падает (рис. 2).

Феноменол. рассмотрение Д. с. д. в СФМ (см. *Слабый ферромагнетизм*) основывается на ур-нии движении для вектора антиферромагнетизма L , к-рое можно

ывости из ур-ня Лауду — Лифшица (2), приняв во внимание многопереходную структуру СФМ и Длажосишского взаимодействия. Это ур-ние для большинства СФМ обладает формальной инвариантностью относительно Лоренца преобразований, в к-рых роль относительно предела играет фазовая скорость магноволн c_M на линейном участке их спектра. В большинстве СФМ предельная скорость $c_{\text{ФМ}}$ совпадает со скоростью c_M (В. Г. Баряхтар с сотрудниками, 1978; М. В. Чёткий, 1978). В иттриевом ортоферрите значительная скорость $c_{\text{ФМ}}$ достигает $2 \cdot 10^4$ м/с.

Движение ДС в СФМ характеризуется не только большими предельными скоростями, но и малой массой на нач. участке движения. Эти особенности характерны для редкоземельных ортоферритов, гематита, бората железа и др. Зависимость скорости движения изолированной ДС в СФМ от магн. поля определяется ф-лой (А. Г. Звездин, 1979; В. Г. Баряхтар с сотрудниками, 1979): $v = \eta_{\text{ФМ}} B [1 + (\eta_{\text{ФМ}} B / c_{\text{ФМ}})^2]^{-1/2}$, где $\eta_{\text{ФМ}} = (\gamma \Delta / \alpha) (d/d\alpha)$ — подвижность ДС на нач. участке, d — постоянная анизотропного взаимодействия, обуславливающего слабый ферромагнетизм, α — энергия обменного взаимодействия в АФМ, $c_{\text{ФМ}} = 2\gamma_1 M S^2 (aA)^{1/2}$ — предельная скорость, A — постоянная неупорядоченного обменного взаимодействия.

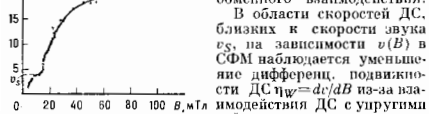


Рис. 3. Зависимость скорости доменной стенки в пластине YFeO_3 от магнитного поля (М. В. Чёткий и др. Де ла Кампанья, 1978).

В области скоростей ДС, близких к скорости звука v_S , на зависимости $v(B)$ в СФМ наблюдается уменьшение дифференц. подвижности ДС $\eta_{\text{ФМ}} = dv/dB$ из-за взаимодействия ДС с упругими деформациями и роста диссипации в упругой подсистеме (рис. 3).

В пленках **магнитных ДС** с д. имеет особенности, связанные с наличием полей рассеяния, создаваемых магн. зарядами на поверхности пленки. В проводящих магнитных уменьшение толщины пленки сопровождается уменьшением затрат энергии на образование вихревых токов, что приводит к возрастанию подвижности ДС. В пленках ФМ толщиной менее 0,1 мкм (сравнимых с толщиной ДС) структура ДС зависит от толщины. С уменьшением толщины пленки существование блоксовых стенок становится энергетически менее выгодным, чем *Неелл стенок*. Перестройка структуры ДС влияет на её подвижность и массу. Масса стенки Блоха возрастает с уменьшением толщины пленки, достигая максимума в области перехода блоксовой ДС к стенке со структурой, переходной от блоксовой к неевелской (т. н. стенке с поперечными связями).

В пленках одноосных ФМ с большим фактором качества Q [$Q = 2K / (\mu_0 M S^2) \gg 1$] и открытой доменной структурой (без замыкающих магн. доменов) предельная скорость ниже укороченной скорости $v_{\text{ФМ}}$. Это связано с наличием неоднородных по толщине пленки полей рассеяния, перпендикулярных плоскости стенки. Поля рассеяния изменяют внутр. структуру ДС, образуют «скрученную» блоксовую стенку. Согласно модели Дж. Слоуэвски (J. C. Slonczewski, 1972), неустановившиеся движения в такой стенке, возникающая при $v = v_{\text{ФМ}} < v_{\text{Ф}}$, обусловлена генерацией и движением поперёк стенки горизонтальных блоксовых линий (БЛ).

Горизонтальные БЛ зарождаются в ДС вблизи поверхности пленки в местах, где поле размагничивания, создаваемое магн. зарядами на поверхности пленки в доменах, и поле размагничивания, возникающее из-за макс. выхода магн. моментов из плоскости ДС, компенсируют друг друга. Движение БЛ поперёк ДС от одной поверхности пленки к другой начинается тогда, когда действие составляющей гироскопич. силы $F_{\text{Г}}$,

параллельной ДС, возмозлет преодолеть потенц. барьер $F_{\text{Г}} = 2\Phi_0 M \sin \psi / y$, где Φ_0 — угол разворота намагниченности в БЛ. Существование барьера обусловлено увеличением энергии БЛ при смещении её поперёк ДС. Условие $F_{\text{Г}} = \partial \Phi_{\text{БЛ}} / \partial y$ (где y — смещение БЛ, $\Phi_{\text{БЛ}}$ — энергия БЛ) определяет критич. скорость $v_{\text{кР}}$ движения ДС. При $v < v_{\text{кР}}$ происходит генерация горизонтальной БЛ. Критич. скорость $v_{\text{кР}} < v_{\text{Ф}}$ и зависит от толщины пленки b . При уменьшении b скорость $v_{\text{кР}}$ возрастает, и при $b \sim (A/2\pi M S^2)^{1/2}$ она сравнивается с укороченной скоростью $v_{\text{Ф}}$. Гироскопич. сила всегда направлена перпендикулярно скорости БЛ в заданной точке и зависит от величины и направления разворота полного угла образующих БЛ магн. моментов в середине ДС. Движение БЛ поперёк ДС приводит к возникновению составляющей гироскопич. силы, тормозящей ДС. После исчезновения БЛ скорость ДС резко возрастает. Циклич. генерация, продвижение и исчезновение БЛ

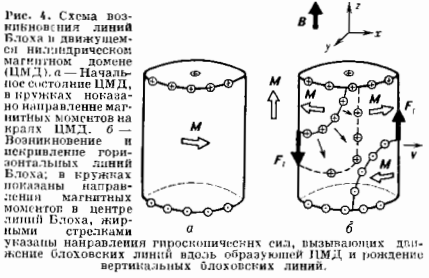


Рис. 4. Схема возникновения линий Блоха в движущемся цилиндрическом магнитном домене (ЦМД). а — Начальное состояние ЦМД, в кружках показаны направления магнитных моментов в центре линий Блоха; б — Возникновение и искривление горизонтальных линий Блоха; в кружках показаны направления магнитных моментов в центре линий Блоха, жирными стрелками указаны направления гироскопических сил, вызывающих движение блоксовых линий вдоль образующей ЦМД и рождение вертикальных блоксовых линий.

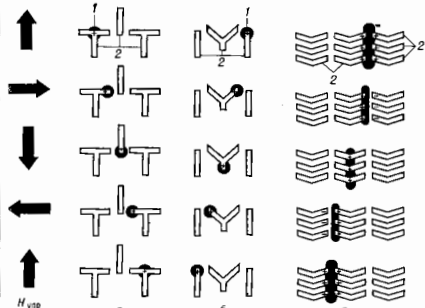
при $v > v_{\text{кР}}$ сопровождается периодич. изменением скорости ДС. В среднем подвижность ДС уменьшается. При движении изотопной ДС, напр. в движущемся цилиндре магн. домене (ЦМД), из-за различия скоростей движения отд. частей ДС генерируемая в ней горизонтальная БЛ изгибается (рис. 4), что является причиной возникновения вертикальной БЛ (перпендикулярной поверхности пленки), когда горизонтальный участок БЛ достигает поверхности пленки. Наличие вертикальных БЛ в стенке ЦМД приводит к боковому смещению при движении в градиенте поля смещения, если гироскопич. сила, действующая на него со стороны вертикальных БЛ, не скомпенсирована.

ДС с большим числом блоксовых линий (т. н. «еёжечка» ДС) обладает сниженной подвижностью. На ДС с д. оказывает влияние состояние поверхности пленки. В частности, южная имплантация пленки либо покрытие поверхности пленки пермаллоем подпадают генерации БЛ в движущемся ЦМД.

Лит.: Чёткий М. В. Теория доменных стенок в упорядоченных средах, пер. с нем., М., 1977; Магазомов А. С. Слоуэвски Дж. Доменные стенки в материалах с перпендикулярными магнитными доменами, пер. с англ., М., 1982; С. Делла Т. Ферромагнитодинамика, пер. с англ., М., 1983; Баряхтар В. Г., Иванов В. А., Чёткий М. В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках, «ФНМ», 1983, т. 146, с. 417.

ДОМЕНПРОДВИГАЮЩАЯ СТРУКТУРА (ДПС) — устройство, служащее для продвижения *цилиндрических магнитных доменов* (ЦМД) вдоль поверхности пленки ЦМД-материала. Применяется в запоминающих устройствах на ЦМД. Существует пермаллоевые ДПС, представляющие совокупность пермаллоевых элементов (аппликаций) определённой анизотропной формы, расположенных периодически образом на поверхности пленки ЦМД-материала и помещённых во вращающемся магн. поле. Поле H , приложенное в плоскости пленки (рис.). Используются системы аппликаций и др. кон-

фигуры. В поле H аппликации частично намагничиваются, создавая в плоскости ЦМД-плёнки неоднородные магнитостатич. поля рассеяния. С этими полями связаны локальные минимумы потенц. энергии ЦМД-плёнки (магн. ловушки), в области к-рых удерживаются ЦМД. Из-за анизотропной формы аппликаций и вра-



ращения H магн. ловушки продвигаются вдоль ДПС, увлекая за собой ЦМД.

Известны также нонпоимплантированные ДПС и ДПС с токовым управлением.

Осуществляя полную имплантацию так, чтобы на поверхности ЦМД-плёнки остались неимплантированные участки, напр. в форме нерекрутых дисков, получают ДПС, в к-рой ЦМД локализуется на границе имплантированной и неимплантированной областей и передвигается вдоль этой границы под действием вращающегося плоскостного магн. поля (нонпоимплантированные ДПС).

Примером ДПС с токовым управлением может служить структура из одной-двух иродонидных плёнок, нанесённых на ЦМД-плёнку и имеющих овальные отверстия. При протекании через них тока по таким плёнкам возникают силы, перемещающие ЦМД вдоль поверхности ЦМД-плёнки.

Лит.: О'Делл Т. Магнитные домены высокой поляризованности. пер. с англ., М., 1978; Раев В. К., Холденков Г. Е., Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники, М., 1981; Эшнфельдер А., Физика и техника цилиндрических магнитных доменов, пер. с англ., М., 1983.

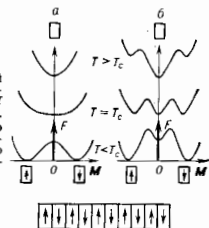
ДОМЕНЫ в кристаллах (от франц. domaine — владение) — области кристалла с одной однородной атомно-кристаллич. или магн. структурами закономерным образом повёрнутыми или (и) сдвинутыми относительно друг друга. Напр., повёрнутые относительно друг друга кристаллич. Д. являются компонентами двойников (см. *Двойникование*); Д., структуры к-рых лишь сдвинуты относительно друг друга, наз. антифазами.

Образование доменов связано с фазовым переходом кристалла в состояние с более низкой симметрией. При этом возможно возникновение неск. физически эквивалентных вариантов менее симметричной структуры, по-разному ориентированных или (и) сдвинутых относительно структуры исходной фазы. Структуры разл. Д. связаны между собой операциями симметрии, соответствующими элементам симметрии, утраченным при фазовом переходе (см. *Симметрия кристаллов*).

Менее симметричная фаза является более упорядоченной, чем исходная высокосимметричная, и Д. рав-

нычатся по направлению вектора η (или тензора), описывающего порядок в псевдометричной фазе (параметр порядка). Напр., при ферромагн. переходе таким вектором является вектор спонтанной намагниченности (или магн. момент) M , при сегнетоэлектрич. переходе — спонтанная поляризация P при деформационных переходах — тензор спонтанной деформации (см. *Домены упругие*). Если в исходном кристалле имеется только одна возможная кристаллографич. ось, вдоль к-рой может располагаться вектор η , то симметричная фаза с

Рис. 1. Зависимость свободной энергии F однородного кристалла от параметра порядка η — M и ниже температур фазового перехода T_c первого (а) и второго (б) рода; два минимума, соответствующие состояниям с взаимно противоположными направлениями M .



$\eta=0$ может перейти в два эквивалентных состояния с $\pm\eta$ (рис. 1), к-рые, сосуществуя в одном кристалле, образуют Д. с взаимно противоположными направлениями вектора η (180° -ные Д.).

Напр., при фазовом переходе тетрагонального парамагнетика в ферромагнетик с одной осью спонтанной намагниченности кристаллич. структура не меняется, а магн. симметрия понижается; возможны 2 противоположных направления намагниченности M . Существуют, т. о., ферромагн. Д. с противоположными направлениями намагниченности. При ферромагн. переходе из кубич. фазы понижается не только магнитная, но и атомно-кристаллич. симметрия. Если спонтанная намагниченность направлена вдоль ось 4-го порядка, то существуют Д. с 6 разл. направлениями спонтанной намагниченности. Анализ с помощью теории групп позволяет определить все возможные виды Д. при любом фазовом переходе.

Граница домена представляет собой область, в к-рой происходит постепенный переход от структуры одного Д. к структуре соседнего. Толщина её определяется конкуренцией двух факторов: с одной стороны, любое промежуточное состояние между состояниями стабильных Д. имеет повышенную энергию; поэтому переходный слой должен был бы иметь мин. толщину. С др. стороны, резкие изменения структуры энергетически невыгодны. Характерная толщина доменной границы (*доменной стенки*) зависит от типа фазового перехода: она составляет, напр., сотни и тысячи межатомных расстояний в случае ферромагн. Д. и равна лишь неск. межатомных расстояний для Д., отличающихся атомно-кристаллич. структурой. Энергетич. характеристика равновесных доменных границ является их поверхностная энергия σ , к-рая заключена в интервале от единиц до сотен эрг/см².

Доменная структура (набор, размеры, форма и взаимное расположение Д.) отражает особенности равновесия фазового перехода в реальном кристалле, в частности независимое начало перехода из разных точек кристалла. В общем случае структура является неравновесной и имеет нерегулярный характер. Но если образование новой фазы сопровождается ионлением действующих полей, возможно формирование равновесной доменной структуры, отвечающей минимуму энергии кристалла. Появление спонтанной намагниченности или поляризации сопровождается возникновением магн. и электрич. полей. Их источники — магн. полюсы или связанные электрич. заряды — расположены на

поверхности, ограничивающей область однородной упорядоченной фазы. Если новая кристаллич. фаза находится в контакте со старой, то на их границе возникают источники упругих напряжений. Магн., электрич. или упругие поля распространяются на весь объём, занимаемый однородной фазой. Их энергия \mathcal{E} пропорциональна объёму V фазы: $\mathcal{E} = \Phi_e V$, где e — плотность энергии поля, пропорц. квадрату силовой намагниченности, поляризации или деформации, Φ — коэф., зависящий от формы области (размагничивающий фактор или деполяризующая множитель). Развитие однородной фазы на D приводит к чередованию знакопеременных источников. Интерференция полей ослабляет или уничтожает результирующее поле на расстоянии,

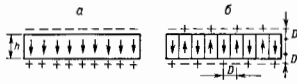


Рис. 2.

превышающем расстояние между ближайшими источниками противоположного знака. Поле сосредоточивается в приграничном слое, и его энергия снижается до величины $\mathcal{E} = \Phi_e D S$, где S — площадь граничной поверхности, D — толщина приграничного слоя, примерно равная толщине D .

На рис. 2, а, представлено поле плоскопараллельной пластины, протяжённости k -рой во много раз больше её толщины h . Дальнейшее поле однородно и сосредоточено внутри пластины. В результате разбиения пластины на D поле в пластине исчезает, за исключением приграничного слоя толщиной D (рис. 2, б), т. е. примерно толщине D . При образовании D энергия поля уменьшается по сравнению с однородным монокристаллическим состоянием в h/D раз. Уменьшение энергии дальнего действия поля при преобразовании его в приграничное короткодействующее и есть термодинамич. причина разбиения кристалла на D .

Чем меньше D , тем меньше протяжённость и энергия короткодействующего поля, по тем больше число доменных границ в единице объёма. Конкуренция энергии короткодействующего поля и поверхностной энергии доменных границ приводит к установлению равновесного размера D . D_0 . Для пластины $D_0 \approx (\sigma h/e)^{1/2}$. При достаточно малых размерах области упорядоченной фазы h разбиение на D энергетически невыгодно и равновесным является монокристаллическое состояние.

Схема плоскопараллельных D реализуется в пластине в случае одноосных ферромагнетиков или сегнетоэлектриков, она также типична для упругих D . В общем случае доменная структура может включать в себя D , мн. типов (см. *Магнитная доменная структура*).

Действие внешних полей. Во внеш. поле D становится энергетически неэквивалентными: более благоприятно ориентированные относительно внеш. поля D «растут» за счёт менее энергетически выгодных. Это приводит к возмущённости внутр. поля, компенсирующего действие внеш. пол. Устанавливается новая доменная структура, соответствующая данному значению внеш. пол. При нек-ром значении внеш. однородного поля тело переходит в монокристаллическое состояние. Эволюция доменной структуры во внеш. поле лежит в основе изменения намагниченности или электрич. поляризации под действием магн. или электрич. поля, а деформация, поведение *сегнетоэлектриков* определяется развитием их доменной структуры в неоднородных полях механич. напряжений (в однородном поле для нестеснённого кристалла равновесным является монокристаллическое состояние).

Кинетика образования доменной структуры и её изменения во внеш. полях определяется подвижностью доменных границ, а также процессами зарождения новых D . Взаимодействие доменных границ с периодич. полем кристаллич. решётки, с дефектами и неоднородностями кристалла, а также с др. доменными границами приводит к «трению», k -рое испытывают границы при своём перемещении. Это трение проявляется в необратимости изменения доменной структуры во внеш. полях — между изменением суммарной намагниченности, поляризации или деформации, наблюдаемых при увеличении поля, и изменением тех же величин, но при уменьшении поля. Наблюдается же гистерезис χ и ϵ , зависящий от темп-ры, скорости изменения поля, примесей и дефектности материала (см. *Гистерезис магнитный*, *Гистерезис сегнетоэлектрический*, *Гистерезис упругий*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. К теории дисперсионной магнитной проводимости ферромагнитных тел (1935), в кн.: Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969; и х же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Ротберг А. Л., Теория формирования тетофазной структуры при фазовых переходах в твердом состоянии, «УФН», 1974, т. 113, с. 69; Хурберт А., Теория доменных стенок в упорядоченных средах, в пер. с нем., М., 1977.

А. Л. Райнберг, А. И. Леванко, *электрические домены*.

ДОМЕНЫ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ — см. *Акустоэлектрические домены*.

ДОМЕНЫ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ — см. *Антиферромагнитные домены*.

ДОМЕНЫ ГАННА — области полупроводника с разным уд. электрич. сопротивлением и разной напряжённостью электрич. поля, k -рые образуются в первоначально однородном полупроводнике с S -образной вольт-амперной характеристикой в достаточно сильном внеш. электрич. поле (см. *Ганна эффект*).

ДОМЕНЫ УПРУГИЕ — области с разл. силовой, собственной, деформацией, возникающие в твёрдой фазе при её образовании внутри или на поверхности другой твёрдой фазы. Наблюдаются при мартенситном превращении, упорядочении твёрдых растворов, механич. двойниковании. Собств. деформация является характерной макроскопич. изменением кристаллич. решётки при превращении. Если на поверхности контакта двух кристаллич. фаз возникает или сохраняется сопряжённость (связность) кристаллич. решёток, то вследствие разницы собств. деформаций фаз эта поверхность является источником внутр. напряжений, k -рые распространяются на расстояния, сопоставимые с протяжённостью поверхности контакта (дальнейшее поле). Эти напряжения существенно меньше, если по крайней мере одна из фаз представляет собой конгломерат доменов с разл. собств. деформацией.

D , у могут быть различно ориентированные варианты одной и той же фазы, имеющие более низкую симметрию, чем исходная фаза, а также области разл. фаз. Собств. деформация доменов одной фазы связаны между собой операциями симметрии исходной фазы — домены являются двойниками и по плоскости двойникования граничат без взаимного искажения (рис. 1, а). Если новая фаза представляет собой чередование плоскопараллельных доменов (рис. 1, б) (доменные границы параллельны плоскости двойникования), то межазная граница состоит из чередующихся участков сжатия и растяжения, необходимых для сопряжения решётки исходной фазы с решётками того или иного домена. При определённом отnose. толщине доменов интерференция полей напряжения от чередующихся участков межазной границы приводит к исчезновению дальнего действия упругого поля, за исключением искажений, сосредоточенных в приграничном слое (рис. 1, в). Толщина этого слоя примерно равна периоду доменной структуры, а упругая энергия тем меньше, чем меньше период. Но с уменьшением периода растут числ доменных границ и их суммарная энергия. Конкуренция этих факторов определяет оптимальный период $d = (cH/\gamma)^{1/2}$, где $c = Ge^2$ — плотность упру-

гой энергии в приграничном слое (G — модуль сдвига, ϵ — собствен. деформация), γ — энергия доменных границ, H — толщина полидоменной пластины. Реально толщина упругих доменов находится в пределах от долей мкм (в тонких пластинах мерцательных фаз) до мм (в кристаллах сегнетоэластиков).

Полидоменная пластина, состоящая из плоскопараллельных упругих доменов, — стабильный структурный

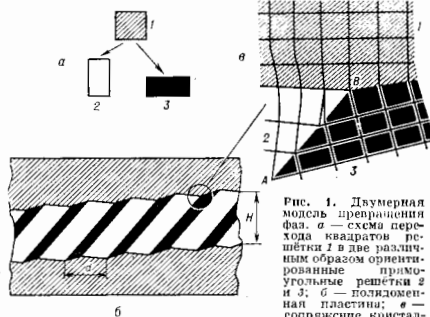


Рис. 1. Двумерная кристаллическая решетка. а — схема перехода квадратов решетки 2 в две различные формы ориентированные прямоугольные решетки 2 и 3 ; б — полидоменная пластина; в — содержание кристаллических решеток на межфазной границе; АВ — доменная граница — плоскость двойнивания.

элемент фазы, образующейся в контакте с другой фазой. Равновесная доменная структура пластины зависит от внеш. нагрузок. Под действием внеш. механич. напряжений один из доменов становится энергетически более выгодным, чем другой, и доменные границы смешаются, увеличивая долю более выгодного домена. Это приводит к декомпенсации источников напряжений

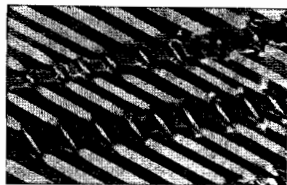


Рис. 2. Фотография полидоменных пластин в $NbTe_3$; видны напряжения на граничных пластинах.

на межфазной границе: возникают дальнедействующие поля внутр. напряжений, тасящие внеш. поле внутри полидоменной пластины. При достаточно больших внеш. напряжениях полидоменная пластина переходит в монодоменную. При снятии напряжения полидоменная структура восстанавливается. Если подвижность доменных границ достаточно велика, такое изменение структуры под нагрузкой происходит почти обратимо и материал обнаруживает «сверхупругие» свойства, поскольку смешение доменных границ приводит к дополнитель. деформации.

Д. у. могут быть и области, последовательно сдвинутые друг относительно друга (трансляц. домены). Доменные границы в этом случае могут отсутствовать или быть образованы дефектами уаикона, а ослабление или уничтожение дальнедействующего поля межфазной границы происходит вследствие образования на границе дислокационного ряда, компенсирующего это поле.

Независимо от того, состоит ли полидоменная область из доменов одной фазы или разл. фаз, в термически-напряж. отношении она представляет собой в целом единую фазу, обладающую дополнит. внутр. параметрами, отражающими наличие доменной структуры.

Лит.: Р о й т б у р я А. Л., О доменной структуре кристаллов, образовавшихся в твердой фазе, «ФТД», 1968, т. 10, с. 3619; в г о з и с, Теория формирования гетерофазной структуры при фазовых превращениях в твердом состоянии, «УФН», 1974, т. 113, с. 69; Х а ч а т у р я н А. Р., Теория фазовых превращений и структура твердых растворов, М., 1974.

А. Л. Ройтбурд.

ДОМЕНЫ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ — см. Ферромагнитные домены.

ДОШНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — часть аэродинамического сопротивления, обусловленная пожиманием среднего давления p_d на донной торцевой поверхности летящего тела по сравнению с давлением в атмосфере p_∞ , господствующим на высоте полета. Разрежение, возникающее на донной поверхности ($p_d < p_\infty$), приводит к появлению силы Д. с. $X_d = (p_\infty - p_d)S_d$, действующей против направления скорости тела (S_d — площадь проекции донной поверхности на направление, нормальное к осн. телу).

Возникновение Д. с. объясняется необратимым превращением части кинетич. энергии тела в теплоту при образовании за дном тела отрывного течения и вихрей, а в сверхзвуковом потоке — еще и хлостовых ударных волн. Обтекающий летящее тело наружный поток, отрывающийся от поверхности тела, интенсивно перемешивается с воздухом, находящимся в застойной зоне за дном тела, улекая и отсасывая часть воздуха из застойной зоны, и в ней возникает разрежение (рис.). Отсасывающее действие наружного потока зависит от толщины пограничного слоя на боковой поверхности тела перед его донным срезом: чем толще пограничный слой, тем слабее отсасывание, тем выше p_d , и тем меньше Д. с. Данное давление p_d и, следовательно, величина Д. с. зависит также от формы головной и габ. обр. кормовой частей тела, от скорости полета и (в меньшей степени) от угла атаки.

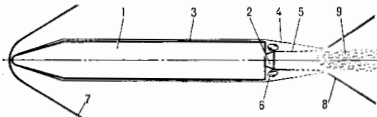


Схема течения в донной области ракеты при сверхзвуковой скорости полета на малой высоте. 1 — корпус ракеты; 2 — слой двигателя; 3 — пограничный слой на корпусе; 4 — слой смешения с внешним потоком; 5 — слой смешения со струей; 6 — циркуляционное течение (вихри); 7 — головная ударная волна; 8 — хлостовая ударная волна; 9 — след за телом.

Д. с. артиллерийских снарядов, корпусов ракет, фюзеляжей самолетов, спускаемых в атмосферу космич. летат. аппаратов и боковых частей ракет может составлять значит. часть полного аэродинамич. сопротивления, достигающего 70% его при трансзвуковых скоростях полета хорошо обтекаемых тел. При расположении на дне тела или вблизи донного среза сопел двигательных установок ракет струй, вытекающие из сопел, усиливают отсасывание воздуха и Д. с. возрастает. Теоретич. предельная величина Д. с. (максимальная) отвечает возникновению полного вакуума на дне тела ($p_d = 0$).

На большой высоте полета струй двигателя, сильно расширяясь, взаимодействуют с внеш. потоком вблизи дна, образуется возвратное течение в сторону дна ракеты и донное давление повышается, поэтому на большой высоте Д. с. уменьшается и может даже стать отрицательным (при $p_d > p_\infty$).

Безразмерный коэф. Д. с. $c_{xд} = X_d / q_\infty S$, где $q_\infty = \rho_\infty v_\infty^2 / 2$, ρ_∞ — плотность атмосферы на высоте полета, v_∞ — скорость тела, S — площадь его мидельного

сечения, зависит от подобия критериев — *Маха числа* M и *Рейнольдса числа* Re .

Наряду с широким применением эксперим. методов определения D , с. успешно развиваются расчётно-теоретич. модели течения в донной области, основанные на решении волных *Наве* — *Стокса уравнений*. Разработаны эффективные численные методы расчёта на ЭВМ течения в донной области разл. тел, пригодные в некоем ограниченном диапазоне изменения M и Re .

Лит.: Краснов Н. Ф., *Аэродинамика тел вращения*, 2 изд., М., 1964. С. Л. *Вишневский*. **ДОПЛЕРА ПРИМЕСЬ** — примесь в полупроводнике, ионизация k -рой приводит к шероховатости электрона в зону проводимости или на уровень *акцепторной примеси*. Типичный пример D . н. — примеси элементов V группы (P, As, Sb, Bi) в элементных полупроводниках IV группы — Ge и Si. В сложных полупроводниках роль D . н. могут играть атомы электронодонит. элементов (Sn, Zn, Cd, Hg и др.), избыточные по отношению к составу, соответствующему стехиометрич. ф-ле полупроводника.

Введение D . н. сообщает полупроводнику электронную n и проводимость, поскольку ионизация D . п. приводит к появлению электронов в зоне проводимости, что описывается как переход электрона в зону проводимости с донорного уровня, расположенного в запрещённой зоне. D . н. характеризуется энергией, необходимой для такого перехода (энергией ионизации ϵ_i). D . н. с энергией ионизации порядка теплов. энергии kT (мелкие примеси) описывается водородоподобной моделью. Учтё диэлектрич. свойства полупроводника (характеризуемых его *диэлектрической проницаемостью* ϵ) и отличие эфф. массы m^* электронов проводимости от массы свободных электронов m_0 приводит к тому, что энергия ионизации D . п. оказывается в $\epsilon^2 m_0 / m^*$ раз меньше энергии ионизации атома водорода (~ 10 эВ). При $m^* \sim 0,1 m_0$, $\epsilon \sim 10$, $\epsilon_i \sim \sim 10^{-3} \text{ эВ}$ — ~ 10 мэВ.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Кладашин С. Г., *Физика полупроводников*, М., 1977. Э. М. *Эпштейн*.

ДОПЛЕРА ЭФФЕКТ — изменение частоты колебаний или длины волны λ , воспринимаемой наблюдателем при движении источника колебаний и наблюдателя друг относительно друга. Возникновение D . э. проще всего объяснить на след. примере. Пусть неподвижный источник испускает последовательность импульсов с расстоянием между соседними импульсами (пространств. периодом) λ_0 , k -рые распространяются в однородной среде с пост. скоростью v , не испытывая никаких искажений (т. е. в линейной среде без дисперсии). Тогда неподвижный наблюдатель будет принимать последовательные импульсы через временной промежуток $T_0 = \lambda_0 / v$. Если же источник движется в сторону наблюдателя со скоростью V , малой по сравнению со скоростью света в вакууме c ($V \ll c$), то соседние импульсы оказываются разделёнными меньшим промежуток времени $T = \lambda / v$, где $\lambda = \lambda_0 - VT_0$. Если вместо импульсов рассматривать соседние максимумы поля в непрерывной гармонич. волне, то при D . э. частота эти волны $\omega = = 2\pi / T$, воспринимаемая наблюдателем, будет больше частоты $\omega_0 = 2\pi / T_0$, испускаемой источником:

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - V/v}. \quad (1)$$

При удалении источника от наблюдателя принимаемая частота уменьшается, что описывается той же ф-лой (1), но с изменённым в ней знаком скорости V .

Для движений с произвольными по направлению скоростями в однородной среде D . э. зависит от угла ϕ между скоростью V и волновым вектором k волны, принимаемой наблюдателем. При наличии дисперсии (или) анизотропии среды важно учитывать, что в ф-лу (1) входит не групповая, а фазовая скорость волнового возмущения. Для движения со скоростями V , сравнимыми со скоростью света в вакууме, следует, кроме того, принять во внимание эффект релятивистского

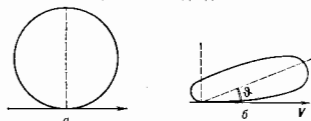
замедления времени (см. *Относительности теория*), описываемый фактором $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, где $\beta = V/c$. В результате ф-ла D . э. примет вид:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\gamma \left(1 - \frac{V}{v} \cos \phi\right)}. \quad (2)$$

Т. о., D . э. имеет чисто кинематич. происхождение. С точки зрения теории относительности, D . э. для плоских однородных волн вида $A \exp i(\omega t - kx) = A \exp i(\omega t - kr)$ есть следствие инвариантности 4-скаляра (фазы) Φ при релятивистских преобразованиях координат и времени (т. е. компонент 4-вектора $\{r, ct\}$). Др. словами, волновой вектор k и частота ω ведут себя как компоненты единого 4-вектора $\{k, \omega/c\}$, что позволяет рассматривать D . э. (преобразование частоты) и изменение направления k (релятивистские aberrации) как две стороны одного и того же явления.

Соотношение (2) позволяет выписать все основные фаз. проявления D . э. При $\phi = 0$ или π наблюдается продольный D . э., когда источник движется прямо на наблюдателя или от него и изменение частоты максимально. При $\phi = \pi/2$ имеет место поперечный D . э., k -рый связан с чисто релятивистским эффектом замедления времени и не имеет никакой волновой специфики (в частности, не зависит от фазовой скорости волны v).

В средах с дисперсией волн может возникнуть сдвиг D . э. При этом фазовая скорость зависит от частоты: $v = v(\omega)$, и соотношение (2) становится ур-нием относительно ω , k -рое может допускать неск. действ. решений для заданных ω_0 и v , т. е. под одним и тем же углом от монохроматич. источника в точку наблюдения могут приходить неск. волн с разл. частотами. Появление сложного D . э. означает, что вследствие релятивистских aberrаций две плоские волны, испущенные движущимся источником под разными углами, воспринимаются наблюдателем под одним и тем же углом.



Диаграммы направленностей покоящегося (а) и движущегося (б) диполей.

Отмеченную выше взаимосвязь между D . э. и релятивистскими aberrациями можно гладко пояснить, сравнив диаграммы направленности излучения одного и того же источника, напр. элементарного электрич. диполя, в разл. условиях. На рис. а показана диаграмма направленности покоящегося относительно наблюдателя диполя в вакууме (в плоскости диполя). При движении диполя вследствие релятивистских aberrаций излучаемая энергия перераспределяется из задней в переднюю полуоболочку, и если динольный момент $p \parallel V$, диаграмма направленности приобретает вид, изображённый на рис. б (т. н. релятивистский эффект прожектора, с k -рым связаны, в частности, осн. особенности синхротронного излучения).

Дополнит. особенности возникают при движении источника со скоростью $V > v$, когда на поверхность конуса углов, удовлетворяющих условию $\cos \theta_0 = = v/V$, знаменатель в ф-ле (2) обращается в нуль, а доплеровская частота ω неограниченно возрастает, — имеет место т. н. аномальный D . э. При аномальном D . э. частота растёт с увеличением угла θ , тогда как при нормальном D . э. (в т. ч. в случае $V > v$ вне конуса $\cos \theta_0 = v/V$) над большими углами θ излучаются меньшие частоты. Излучение внутри указанного конуса (соответствующего конусу Маха в газовой динамике или черенковскому конусу в электродина-

мике), где имеет место аномальный Д. э., сопровождается не затуханием, как при нормальном Д. э., а наоборот, усилением колебаний излучателя. В результате, если излучение на аномальных доплеровских частотах превагирует, возможна раскачка излучателя (осциллятора) за счёт энергии его вынужденных движений. С аномальным Д. э. связаны, в частности, генерация волн на поверхности жидкости за счёт раскочки колебаний тела, буксируемого на уруровой нити с достаточно большой скоростью, самовозбуждение колебаний в некр-рых электронных приборах и ряд др. движений в автоколебл. системах (см. *Автоколебания*). С квантовой точки зрения, аномальный Д. э. соответствует излучению фотона с одноврем. переходом осциллятора на более высокой энергетич. уровень.

Асимметрия Д. э. относительно движения источника и наблюдателя следует из того, что фазовая скорость v , входящая в ур-ние (2), вообще говоря, различна в движущейся и неподвижной среде; распространение звука по ветру идёт быстрее, чем против ветра, свет частично увлекается движущейся диэлектрич. средой и т. п. Др. словами, величина Д. э. определяется величиной и направлением скорости как источника, так и приёмника относительно среды, в к-рой распространяются волны. Исключение составляют случай эл.-магн. волн в вакууме, когда, согласно осн. постулату теории относительности, $v=c$ во всех системах отсчёта и Д. э. полностью определяется относит. скоростью источника и приёмника.

Равновидностью Д. э. является т. я. двойной Д. э. — смещение частоты волн при отражении их от движущихся тел, поскольку отражающий объект можно рассматривать сначала как приёмник, а затем как переизлучатель волн. Если ω_0 и v_0 — частота и скорость падающей на плоскую границу волны, то частоты ω_i вторичных (отражённых и прошедших) волн, распространяющихся со скоростями v_i , оказываются равными:

$$\omega_i = \omega_0 \frac{1 - \frac{v_i}{v_0} \cos \theta_i}{1 - \frac{v_0}{v_i} \cos \theta_0}, \quad (3)$$

где θ_0, i — углы между волновым вектором соответствующей волны и нормальной составляющей скорости V движения отражающей поверхности. Ф-ла (3) справедлива и в том случае, когда отражение происходит от движущейся границы изменения состояния макроскопическ. неподвижной среды (напр., волны вонизации в газе). Из неё следует, в частности, что при отражении от границы, движущейся навстречу волне, частота повышается, причём эффект тем больше, чем ближе скорость границы и скорость распространения отражённой волны друг к другу.

В случае нестационарных сред (когда параметры среды меняются во времени) изменение частоты может происходить также на неподвижном излучателе и приёмнике — т. н. параметрический Д. э.

Д. э. назван в честь К. Доплера (Ch. Doppler), к-рый впервые теоретически обосновал его в акустике и оптике (1842). Первое эксперим. подтверждение Д. э. в акустике относится к 1845. Уточнения, необходимые для наблюдения Д. э. в оптике, были сделаны А. Физо (A. Fizeau, 1848), к-рый рассмотрел, в частности, доплеровское смещение спектральных линий, обнаруженное позднее (1867) в спектрах некр-рых звёзд и туманных объектов. Поперечный Д. э. был обнаружен Г. Айвсом (H. Ives) и Д. Стигваллом (D. Stilwell, 1938). Обобщение Д. э. на случай нестационарных сред принадлежит В. А. Михельсону (1899), на возможность сложного Д. э. в средах с дисперсией и аномального Д. э. при $V \gg v$ впервые указали В. Л. Гинзбург и И. М. Фраёк (1942).

Д. э. позволяет измерить скорость движения источников излучения или рассеивающих волны объектов

и находит широкое практич. применение. Так, в астрофизике Д. э. используется для определения скорости движения звёзд, а также скорости вращения небесных тел. Измерения доплеровского смещения линий в спектрах излучения удалённых галактик привели к выводу о расширяющейся Вселенной (см. *Красное смещение*). В спектроскопии доплеровское уширение линий излучения атомов и ионов даёт способ измерения их темп-ры. В радио- и гидролокации Д. э. используется для измерения скорости движущихся целей, а также при синтезе апертуры (см. *Антенна*).

Лит.: Д а л д с б е р г Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; У г а р о в В. А., Специальная теория относительности, 2 изд., М., 1977; Ф р а н к Ф у р т У. И., Ф р е й н А. М., Оптика движущихся тел, М., 1972; Г я н з б у р г В. Л., Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы, 2 изд., М., 1981; Ф р а н к И. М., Эйнштейн и оптика, «УФН», 1978, т. 129, с. 655.

М. А. Миллер, Ю. М. Сорокин, И. С. Степанов.

ДОПЛЕРОН — слабоатомная эл.-магн. волна в металлах, возникающая к-рой обусловлено доплеровским циклотронным резонансом. Существование Д. связано с фермиевским вырождением электронного газа (электронной плазмы) и является характерной особенностью металлов. В этом состоит принципиальное отличие Д. от геликонов, циклотронных и альфвеновских волн, к-рые возбуждаются также и в невырожденной плазме — газовой или полупроводниковой (см. *Плазма твёрдых тел*).

Период доплеронских колебаний в металлич. пластине зависит от напряжённости пост. магн. поля H , в к-рое помещена пластина. Их амплитуда обычно возрастает, начиная от ниж. порогового поля H_0 , достигая максимума, а затем падает при верх. пороге H_M . Д. наблюдается только в одной из круговых поляризац. (см. *Поляризация волн*). В *целочных металлах* Д. имеет узкую область существования по H ; величины H_0 и H_M отличаются примерно лишь на 1%. Д. в этих металлах не наблюдается. В аннотропных, т. е. компенсированных, металлах (в к-рых концентрации электронов проводимости и дырок одинаковы) вклады носителей заряда разных знаков в значит. мере компенсируются, что приводит к существенному расширению интервала полей H , в к-ром наблюдается Д. Закон дисперсии и затухание Д., величина амплитуды и э. зависимость от поля H сильно зависят от вида *ферми-поверхности* в окрестности э. сечения S , на к-ром смещение электронов за циклотронный период является экстремальным. Поэтому Д. позволяют получить значительно больше информации об электронах проводимости, чем геликоны.

Впервые Д. были обнаружены в кадмии [1]. Описание их свойств в различных металлах см. [2].

Лит.: 1) Ф и н е р Д. И. и др., Доплероны в кадмии, *ЖТФ*, 1971, т. 49, с. 759; 2) Скоков В. Г., Доплер-сдвинутые циклотронные волны в металлах, в кн.: П л а т а н Ф., В о л ь Ф. П., Волны и взаимодействия в плазме твёрдого тела, пер. с англ., М., 1975 (Дополнение).

ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТИ ПРИНЦИП — сформулированное Н. Бором (N. Bohr) в 1927 принципиальное положение квантовой механики, согласно к-рому получение экстрем. информации об одних физ. величинах, описывающих микрообъект (элементарную частицу, атом, молекулу), неизбежно связано с потерей информации о нек-рых др. величинах, «дополнительных» к первым (канонически сопряжённых с первыми). Такими взаимно дополнит. величинами являются, напр., координата и импульс частицы. В квантовой механике дополнительными физ. величинам соответствуют *операторы*, не коммутирующие между собой.

С физ. точки зрения, Д. н. часто объясняют (следуя Бору) влиянием измерит. прибора, к-рый всегда является макроскопич. объектом, на состояние микрообъекта. При точном измерении одной из дополнит. величин (напр., координаты частицы) с помощью соответствующего прибора др. величина (импульс) в результате взаимодействия частицы с прибором претер-

плавает полностью неконтролируемое изменение. Такое толкование Д. п. подтверждается анализом простейших экспериментов (напр., измерение координаты частицы с помощью микроскопа), однако, с более общей точки зрения, оно наталкивается на возражения философского характера. С позиций совр. квантовой теории измерений роль прибора заключается в «протоколировании» нек-рого состояния квантовой системы. Состояния, в к-рых взаимно дополнит. величины имели бы одновременно точно определённые значения, принципиально невозможны, причём следя одна из таких величин точно определена, то значения другой полностью неопределены. Т. о., фактически Д. и. отражает объективные свойства квантовых систем, не связанные с существованием наблюдателя, проводящего эксперимент. Пример взаимно дополнит. описаний состояния микрообъекта — пространственно-временная и импульсно-энергетич. картины.

Д. п. сыграл важную роль в становлении квантовой механики.

Д. В. Гальцов.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЦВЕТА — два таких цвета, к-рые при их оптич. смещении (сложении) образуют цвет, воспринимаемый нормальным человеческим глазом как белый. Таковы, напр., цвета: сине-зелёный (490 нм) и красный (660 нм); оранжевый (600 нм) и синий (490 нм). Д. ц. могут быть как чисто спектральные, так и цвета излучений сложного состава. Часть спектральных цветов лежащая примерно в интервале 570—494 нм, не имеет Д. ц. Понятие «Д. ц.» не является чётко определённым, т. к. цвета излучений, воспринимаемые как «белые», могут изменяться в зависимости от условий наблюдения.

ДРЕЙФ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ — относительно медленное направленное перемещение заряд. частиц под действием разл. причин, налагающихся на их осн. движение (закономерное или беспорядочное). Напр., элетрич. ток в к.-л. среде (металлы, газы, полупроводники, электролиты) происходит под действием сил элетрич. поля и обычно накладывается на теплоное (беспорядочное) движение частиц. Теплоное движение не образует макроскопич. потока, даже если средняя скорость v этого движения гораздо больше скорости дрейфа v_d . Отношение v_d/v характеризует степень науравленности движения заряд. частиц и зависит от рода среды, рода заряженных частиц и интенсивности факторов, вызывающих дрейф. Д. з. ч. может возникать и при неравномерном распределении концентрации зарпженных частиц (*диффузия*), при неравномерном распределении скоростей заряженных частиц (*термодиффузия*).

Дрейф заряженных частиц в плазме. Для плазмы, обычно находящейся в магн. поле, характерен Д. з. ч. в скрещенных магнитном и к.-л. другом (элетрич., гравитационном) полях. Заряд. частица, находящаяся в однородном магн. поле при отсутствии др. сил, описывается т. п. ларморовскую окружность с радиусом $r_H = v/\omega_H = mv/ZeH$. Здесь H — напряжённость магн. поля, e , m и v — заряд, масса и скорость частицы, $\omega_H = ZeH/mc$ — ларморовская (циклотронная) частота. Магн. поле считается практически однородным, если оно мало меняется на расстояниях порядка r_H . При наличии к.-л. внеш. сил F (элетрич., гравитацион., гравитацион.) на быстрое ларморовское вращение накладывается плавное смещение орбиты с пост. скоростью в направлении, перпендикулярном к магн. полю, и действующей силе. Скорость дрейфа

$$v_d = \frac{c[FH]}{ZeH^2}. \quad (1)$$

Т. к. в знаменателе выражения стоит заряд частицы, то, если сила F действует одинаково на ионы и электроны, они будут дрейфовать под действием этой силы в противоположных направлениях (дрейфовый

ток). Дрейфовый ток, переносимый частицами данного сорта,

$$j_d = nZe v_d = \frac{nc[FH]}{H^2}.$$

В зависимости от рода сил различают неск. типов Д. з. ч.: элетрич., поляризац., гравитацион., гравитацион.-элетрич. и т. д. Д. з. ч. в однородном состоянии элетрич. поле E , перпендикулярном магн. полю (скрещенные элетрич. и магн. поля). Элетрич. поле, действующее в плоскости ларморовской окружности, ускоряет движение частицы в тот полупериод ларморовского вращения, когда она движется в направлении

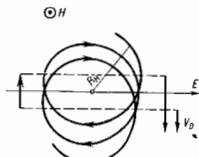


Рис. 1. Дрейф заряженной частицы в скрещенных элетрич. и магнитном полях. Магнитное поле, направленное в сторону наблюдателя.

поля, и соответственно замедляет в обратном случае и той же мере. В результате вдоль E частица смещается, но в направлении, перпендикулярном E , возникает разность скоростей v_{dE} , т. к. составляющая скорости в одном направлении (на рис. 1 движение вниз) больше составляющей скорости при движении в противоположном направлении (движение вверх). Из-за разных радиусов r_H на разл. участках орбиты траектория частицы не замкнута в направлении, перпендикулярном E и H , т. е. в этом направлении возникает дрейф. В случае элетрич. дрейфа $F = ZeE$, отсюда $v_{dE} = c[EH]/H^2$, т. е. скорость элетрич. дрейфа не зависит ни от знака и величины заряда, ни от массы частицы и одинакова для ионов и электронов по величине и направлению. Т. о., элетрич. Д. з. ч. в магн. поле приводит к движению всей плазмы и не возбуждает дрейфовых токов. Однако такие силы, как сила тяжести, центробежная сила, к-рые в отсутствие магн. поля действуют одинаково на все частицы независимо от их заряда, в магн. поле вызывают не дрейфовое движение плазмы в целом, но, заставляя электроны и ионы дрейфовать в разные стороны, приводят к появлению дрейфовых токов.

Если частицы испытывают постоянное или медленно меняющееся ускорение, то их движение происходит так, как будто на них действовала сила инерции. При уменьшении элетрич. поля во времени ($E \neq 0$) на частицы действует инерционная сила, связанная с изменением (ускорением) элетрич. дрейфа $F_E = mv_{dE} = -mc[EH]/H^2$. Используя (1), получим выражение для скорости этого дрейфа, называемого ноль-дрейфом и к.-л. $v_{d0} = mc^2E/ZeH^2$. Направление поляризац. Д. з. ч. совпадает с направлением элетрич. поля. Скорость поляризац. дрейфа зависит от знака заряда, и это приводит к появлению дрейфового поляризац. тока

$$j_p = nZe v_{d0} = \frac{nc^2E}{H^2}.$$

В скрещенных гравитацион. и магн. полях возникает гравитационный дрейф со скоростью $v_{d0} = mc[gH]/ZeH^2$, где g — ускорение силы тяжести. Т. к. v_{d0} зависит от массы и знака заряда, то возникают дрейфовые токи, приводящие к разданию зарядов в плазме. В результате гравитацион. дрейфового движения возникают неустойчивости.

В неоднородном магн. поле могут возникнуть два вида Д. з. ч. в зависимости от направления неоднородности: вдоль и поперёк поля. Поперечная неоднородность магн. поля, заключающаяся в сгущении и разрежении силовых линий (рис. 2), приводит к тому, что радиус орбиты в области сильного поля становится меньше, чем в области слабого. Это равносильно как бы выталкиванию центра ларморовской окружности поперёк силовых линий поля в сторону уменьшения поля

с силой $F_{гр}$, пропорциональной градиенту магн. поля ∇H (т. н. градиентный Д. з. ч.). Если частицу, вращающуюся на лармовской окружности, рассматривать как «магнитик» с магнитным моментом

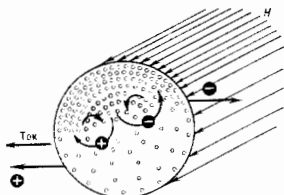


Рис. 2. Градиентный дрейф. Магнитное поле возрастает вверх. Дрейфовый ток направлен влево.

$\mu = mv_{\perp}^2/2H$, то $F_{гр} = -\mu \nabla H = -mv_{\perp}^2 \nabla H / 2H$. Скорость градиентного дрейфа

$$v_{гр} = \frac{mcv_{\perp}^2}{2ZeH^2} \left[\frac{\nabla H}{H} \right] = \frac{r_H \nabla H}{2H} v_{\perp}$$

При движении частицы со скоростью v_{\parallel} вдоль искривлённой силовой линии (рис. 3) с радиусом кривизны R

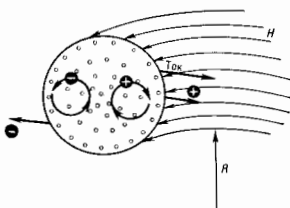


Рис. 3. Центробежный дрейф.

возникает дрейф, обязанный своим происхождением центробежной силе инерции mv_{\parallel}^2/R (т. н. центробежный дрейф). Скорость

$$v_{цб} = \frac{c}{ZeH^2} \left[\frac{mv_{\parallel}^2 RH}{R^2} \right] = \frac{mcv_{\parallel}^2}{ZeH^2 \Pi^2} (RH) = \frac{v_{\parallel}^2}{R\omega_H}$$

Скорости градиентного и центробежного Д. з. ч. имеют противоположные направления для ионов и электронов, т. е. возникают дрейфовые токи. Здесь необходимо подчеркнуть, что рассматриваемые дрейфы есть именно смещения центров лармовских окружностей (мало отличающихся от смещений самих частиц) за счёт сил, перпендикулярных магн. полю.

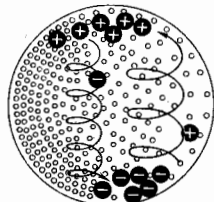


Рис. 4. Дрейф и поляризация в плазме в тороидальной ловушке.

стив с тем, что магн. поле не влияет на максвелловское распределение), но поток центров есть, если магн. поле неоднородно (градиентный и центробежный дрейфовые токи).

Дрейф в неоднородном магн. поле затрудняет удержание плазмы в тороидальной магн. ловушке. Градиентный и центробежный дрейфы в торе, расположенном горизонтально, вызывают вертикальные дрейфовые токи, разделение зарядов и поляризацию плазмы (рис. 4). Возникающее электрич. поле заставляет уже нею плазму двигаться к наружной стенке тора (т. н. тороидальный дрейф).

Лит.: Франк-Камера и Чилия Д. А., Плазма — четвертое состояние вещества, 2 изд., М., 1963; Брагинский С. И., Извещения пересел в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963; Орагарский В. Н., Плазма на Земле и в космосе, 12 изд., К., 1980. С. С. Моисеев.

ДРЕЙФ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА в полупроводниках — направленное движение носителей заряда под действием внеш. полей, накладывающегося на их беспорядочное (тепловое) движение. Плотность тока, возникающего в результате Д. н. з. в электрич. поле E (дрейфового тока), равна $j = \sigma E$, $\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$, где σ — уд. электропроводности, n и p — концентрации электронов проводимости и дырок, μ_n , μ_p — их подвижности (см. Подвижность носителей). Ионный ток проводимости в полупроводнике складается из дрейфового тока, диффузионного тока и термоэлектрич. тока, обусловленного наличием градиента темп-ры. Д. н. з. может также возникать в результате уличения носителей УЗ-волной (см. Акустоэлектрический эффект) или эл.-магн. волной (радиоэлектрич. эффект, фотоэлектрич. эффект).

В случае, когда дрейф в электрич. поле совершают неравновесные носители, Д. н. з. осложняется возникновением объёмных зарядов, поде к-рых необходимо учитывать наряду с внеш. полем, и рекомбинацией носителей заряда. В результате движение инжектр. неравновесных носителей (см. Инжекция носителей заряда) во внеш. электрич. поле описывается т. н. амбиполярной подвижностью:

$$\mu_a = \frac{\mu_n \mu_p (n - p)}{\mu_n n + \mu_p p}$$

в общем случае отличной от μ_n и μ_p . При $n = p$ (соответ. полупроводник) $\mu_a = 0$, при $n \gg p$ (полупроводник n -типа) $\mu_a = \mu_n$, при $p \gg n$ (полупроводник p -типа) $\mu_a = -\mu_p$, т. е. в частных случаях μ_a совпадает с подвижностью носовенных носителей. Скорость движения пакета неравновесных носителей во внеш. электрич. поле E равна $\mu_a E$.

Важной характеристикой Д. н. з. является длина дрейфа — ср. расстояние, к-рое успевают пройти носители от места их генерации (см. Генерация носителей заряда в полупроводниках) до места рекомбинации. Длина дрейфа $l = \mu E \tau$, где τ — время жизни неравновесных носителей. Измерение длины дрейфа производится тем же методом, что и измерение диффузионной длины.

В анизотропных кристаллах направление дрейфа может не совпадать с направлением электрич. поля (подвижности — тензоры). В сильных полях дрейф может быть анизотропным даже в изотропных (кубических) многоатомных полупроводниках (см. Сакаки—Шибуйский эффект). Направление Д. н. з. не совпадает с направлением внеш. электрич. поля в присутствии поперечного магн. поля.

В сильном магн. поле H (удовлетворяющем условию $\mu H / c \gg 1$), перпендикулярно внеш. электрич. полю E , Д. н. з. происходит в направлении, перпендикулярном E и H , со скоростью $v = cE/H$, не зависящей от подвижности носителей. На этот дрейф накладывается движение носителей по окружности с циклотронной частотой $\omega = eH/mc$.

Лит.: Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1982; Бонч-Бруевич В. Д., Калазидис К. С. Г., Физика полупроводников, М., 1972; Ф. М. Физический.

ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА — прибор для определения координаты прохождения ионизирующей частицы, основанный на измерении времени дрейфа электронов —

продуктов ионизации в газе, от места прохождения частицы до сигнальной проволоки (рис.). На сигнальную проволоку (анод) подается потенциал $+U_c$. На проволоки, замыкающие дрейфовые промежутки, по-



дается потенциал $-U_d$. На проволоки, расположенные по бокам дрейфового промежутка, подается потенциал, равномерно распределенный от 0 до $-U_d$, создающий однородное электрич. поле вдоль дрейфового промежутка.

Сигнал прохождения частицы (стартовый и сгиб) задается внеш. детекторами, обычно сцинтилляционными детекторами. Сигнал окончания дрейфа вырабатывается электронами, равноаккумулируясь в газе лавинным образом вблизи анода (газовое усиление). Скорость дрейфа $v_{др}$ электронов при заданной напряженности электрич. поля определяется калибровочными измерениями. Знак инвервал времени $t_{др}$ между стартовым и конечным сигналами, определяют координату x проходящей частицы.

Д. к. заключаются в герметичную оболочку, к-рая заполняется газовой смесью. Обычно используется Ar с примесью многоатомного газа — изобутана, CO_2 и др. Это позволяет обеспечить коэф. газового усиления K до 10^6 и уменьшать зависимость $v_{др}$ электронов от напряженности электрического поля (в чистом Ar $K \sim 10^3 - 10^4$).

Осн. характеристика Д. к. — зависимость $t_{др}$ от x . Т. к. $t_{др}$ зависит от напряженности электрич. поля и отклонения компонентной газовой смеси, то эти параметры в Д. к. выбираются так, чтобы $v_{др}$ была однородна по всему дрейфовому промежутку и не была бы чувствительна к их изменению (при 70% Ar и 30% C_4H_{10} напряженность поля в дрейфовом промежутке ~ 1 кВ/см).

Д. к. не различает частицы, прошедшие симметрично относительно сигнальной проволоки. Для устранения этого недостатка либо вводится 2-я сигнальная проволока, либо используется эффект несовпадения наведенных зарядов слева и справа от сигнальной проволоки.

Сигнал с сигнальной проволоки поступает на усилитель-формирователь (порог 1—10 мкА, $I_{нак} = 50 - 250$ мА) и далее на преобразователь временных интервалов в код. Код заносится в счётчик и считывается ЗМ. Для регистрации неск. частиц с одной сигнальной проволоки необходимо соответствующее кол-во счётчиков. Обычно и целых экономия сигнальные проволоки объединяют в группы. В каждой группе сигналы поступают на схему «и» и далее на преобразователь. При срабатывании любой проволоки её номер и показание счётчика заносится в память.

Макс. нагрузка Д. к. определяется конструкцией Д. к. При больших дрейфовых промежутках ограничение наступает вследствие накопления пространств. заряда полож. попов в дрейфовых промежутках. При малых дрейфовых промежутках и длинных проволоках ограничение может наложиться длительность сигнала, к-рая определяется временем движения положит. попов в области лавины. Длительность импульса тока обычно ~ 100 нс, что соответствует макс. нагрузке на проволоку $\sim 10^7$ с $^{-1}$. При малых дрейфовых промежутках и коротких проволоках ограничение наступает из-за накапливания ионов вблизи сигнальной проволоки и снижения коэф. газового усиления. Для камеры с дрей-

фовым промежутком 1 мм макс. нагрузка $\sim 5 \cdot 10^7$ с $^{-1} \times \chi$ см $^{-2}$. Дальнейшее продвижение в область больших нагрузок достигается в т. н. сцинтилляционных Д. к., где регистрируется световой сигнал от высвечивания возбужденных молекул газа вблизи сигнальной проволоки.

Пространств. разрешение Д. к. с большой площадью $R \sim 1$ мм, для небольших Д. к. $R \sim 0,1$ мм. Ограничение в разрешении определяется диффузией электронов во время дрейфа, пробегом δ -электронов, малой статистикой числа электронов на ед. длины следа частицы и вкладом электроники. Дальнейшее улучшение пространств. разрешения возможно при работе с газами под высоким давлением и с конденсир. инертными газами (до $R \sim 0,01$ мм).

При регистрации сложных событий возникает вопрос о пространств. разрешении двух соседних частиц. Длительность импульса тока с соседями (~ 100 нс) ограничивает величину разрешения на уровне неск. мм. Продвижение в область высоких разрежений ($\sim 0,1$ мм) возможно при использовании инертного газа под давлением в неск. сотен атмосфер и при регистрации системного сигнала от высвечивания молекул газа, возбужденных при движении электронов в сильном электрич. поле вблизи сигнальной проволоки.

Принцип работы Д. к. был теоретически обоснован в 1968 [1]. Д. к. конструктивно разнообразны (плоские, цилиндрич., в сферич.). Плоские Д. к. больших размеров с невысоким R и наиб. степени соответствуют условиям нейтринных исследований на ускорителях заряженных частиц. В нейтринном эксперименте в ЦЕРНе Д. к. площадью 14 м 2 осуществляли локализацию μ -мезонов с точностью до 1 мм. Для нейтринного калориметра в ИФВЗ используются 4-метровые камеры с дрейфовыми промежутками до 25 см. Для гибридного спектрометра (ЦЕРН) разработана Д. к. с размерами $2 \times 4 \times 5$ м 2 . Она имеет 2-метровые дрейфовые промежутки и предназначена для определения сорта частиц в событиях с высокой множественностью (см. Множественные процессы). Д. к. с $R = 60$ мм использовались в эксперименте на ускорителе ФНАЛ (см. Координатные детекторы).

Д. к. нового поколения способны регистрировать полную картину сложного многочастичного события, подобно луминовой камере. Они используются в е $^+$ е $^-$ — экспериментах на накопительных кольцах (см. Встречные пучки). Д. к. ТРС в Беркли помимо регистрации треков даёт информацию о сорте частиц по измерению плотности ионизации вдоль трека в области реалитивности роста ионизац. матер.

Лит.: 1) Chaubra G. la. o.l. The use of multier proportional counters to select and localize charged particles, «Nucl. Instr. and Meth.», 1968, v. 62, p. 282; 2) Зане с с к и й Ю. В., Прополочные детекторы элементарных частиц, М., 1978; 3) К л е й в о с с и т К., Particle detectors, «Физ. Репью», 1982, в. 84, № 2. А. А. Горюсов.

ДРЕЙФОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ — один из видов плазменных микронеустойчивостей, обусловленный неоднородностью и многокомпонентностью термодинамически неравновесной плазмы. Д. н. связаны с относительным движением ионной и электронной компонент (электроны движутся вдоль магн. силовых линий, а ионы в основном поперёк); в случае конечной длины волны вдоль магн. силовых линий Д. н. возникают за счёт нарушения бальмаковского распределения электронов (трение между электронами и ионами, резонансное взаимодействие электронов с волнами и др.). Теоденция Д. н. — уменьшить градиенты плотности и темп-ры, т. е. усилить диффузию и теплопроводность. Реализуются Д. н. в достаточно разреженной плазме.

Д. н. вызывают появление мелкомасштабных пульсаций плазмы — т. н. дрейфовых волн (электронных и ионных) с частотами, соответственно

$$\omega_e \approx -k_{\perp} \frac{eT_e}{eH} \frac{1}{dx}; \quad \omega_i \approx -\omega_e \frac{T_i}{T_e}.$$

Здесь T_e и T_i — температурная и ионная температуры, l — плотность плазмы, k_{\perp} — компонента волнового вектора, перпендикулярная \mathbf{H} . Инкремент нарастания D и. может достигать ω_e . Скорость дрейфовой волны в направлении, перпендикулярном \mathbf{H} (попная дрейфовая волна), по порядку величины совпадает со скоростью движения неоднородной плазмы. См. также *Волны в плазме, Нестационарные плазмы*.

Лит.: Арпипович Д. А., Сагдеев Р. З., Фавинская Л. В. *Физика плазмы*, М., 1979, с. 244. С. С. Моисеев.

ДРОВОЙ ШУМ — электрич. флуктуация, обусловленные дискретностью зарядов, образующих токи в вакуумных или полупроводниковых электронных приборах. Термин «Д. ш.» исходит из аналогии с шумом, производимым надающими дробинами. Из-за случайного характера и взаимной независимости моментов начала движения отд. зарядов, поступающих в рабочую область электронного прибора вследствие эмиссии через нек-рый потенциальный барьер, спектральная плотность Д. ш. не зависит от частоты (*белый шум*) и описывается формулой Шоттки $\overline{i^2}/\Delta f = 2qI$, где $\overline{i^2}$ — средний квадрат флуктуаций тока, Δf — нолюса частот, в к-рой измеряются шумы, q — элементарный заряд, I — протекающий ток.

На частотах, при к-рых время пролёта заряда через рабочую область (напр., между электродами электронной лампы) оказывается сопоставимым с периодом колебаний, спектральная плотность Д. ш. в цепи, подключённой к этой области, начинает уменьшаться с ростом частоты. Такой «ирольтнй эффект» определяется спектральным составом импульсов тока с длительностью порядка τ , наводимых в цепи каждым из пролетающих зарядов. Д. ш. с учётом ирольтнй эффектов описывается ф-лой $\overline{i^2} = 2qI F^2 \Delta f$, где множитель F^2 зависит от частоты и времени пролёта (вид функции F^2 для плоскостного диода показан на рис., где введена угловая частота $\omega = 2\pi f$).

Величина Д. ш. отличается от определяемой ф-лой Шоттки и в тех случаях, когда ток ограничивается *пространственным зарядом*. Примером может служить вакуумный диод, работающий в режиме, когда зависимость анодного тока от потенциала анода описывается законом трёх вторых. В этом случае вблизи катода существует область с настолько высокой плотностью электронного пространства, заряда, что распределение потенциала в ней характеризуется наличием отриц. минимума (*виртуальный катод*). Величина потенциала в минимуме и определяет величину тока, проходящего на анод. Если в результате флуктуаций кол-во эмитируемых за какой-то малый промежуток времени электронов возрастёт относительно средней величины, то это приведёт к увеличению плотности пространства заряда, а следовательно — к понижению потенциала в минимуме, что сдерживает стр. проходящего через него тока. В результате флуктуации анодного тока оказываются меньшими, чем флуктуации тока эмиссии. Такое подавление (депрессия) Д. ш. описывается введением в правую часть ф-лы Шоттки коэф. депрессии $G^2 < 1$. С увеличением частоты эффект подавления Д. ш. пространств. зарядом уменьшается.

Вакуумные диоды, работающие в режиме насыщения тока (ограничение пространств. зарядом отсутствует) и при малых значениях $f\tau$, используются в качестве генераторов эталонного шума при измерениях чувствительности радиоприёмных устройств.

Лит.: Ван дер Зил А. А., Флуктуации в радиотехнике и физике, пер. с англ., М.—Л., 1958; е. о. же. Шум, пер. с англ., М.—Л., 1973; Шумы в электронных приборах, пер. с англ., М.—Л., 1964; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Букингер М., Шумы в электронных приборах и системах, пер. с англ., М., 1981; Шоттки Г., М. И. Дельтов.

ДРОСЭЛИРОВАНИЕ (от нем. drosseln — дуться) — понижение давления газа при жидкости при прохождении их через местное гидродинамич. сопротивление (суженное отверстие, вентиль, край, пористую перегородку). При Д. одномеренно изменяется темп-ра (см. *Джоуля — Томсона эффект*), что используется при *сжижении газов*. Д. применяется также для измерения и регулирования расхода жидкостей и газов.

ДРУДЕ ТЕОРИЯ МЕТАЛЛОВ — приложение *кинетической теории газов* к электронному газу в металлах. Предложена П. Друде (P. Drude) в 1900. Согласно этой теории, металл состоит из свободных электронов (электронный газ) и тяжёлых положительных ионов, к-рые можно считать неподвижными. Число свободных электронов в ед. объёма равно:

$$n = \frac{ZN_0}{A},$$

где Z — число валентных электронов в атоме металла, N_0 — число Авогадро, β — массовая плотность металла, A — относительная ат. масса. В отсутствие внеш. полей электроны движутся равномерно и со пост. скоростью; это движение прерывается столкновениями их с ионами и между собой, но в промежутках между столкновениями взаимодействие электронов с ионами и друг с другом не учитывается. Столкновения в Д. т. м. — мгновенные события, внезапно изменяющие скорость электрона. Вероятность такого изменения скорости в течение бесконечно малого промежутка времени dt равна dt/τ , где τ — время релаксации, имеющее ед. времени свободного пробега электрона. Благодаря столкновениям электроны приходят в состояние теплового равновесия со своим окружением; средняя кинетич. энергия электрона равна $\frac{3}{2}kT$, где T — локальная абс. темп-ра в месте нахождения электрона. В состоянии теплового равновесия распределение электронов по энергиям соответствует распределению Максвелла — Больцмана.

Во внеш. полях движение электронов подчиняется классическим (ньютоническим) ур-ниям, в к-рых действие столкновений учитывается как нек-рая сила трения, пропорц. скорости направленного движения (см. *Ньютона закон трения*). Скорость v направленного движения электрона определяется ур-нием:

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{\tau} = -\frac{e}{m} \left(E + \frac{1}{c} [vH] \right),$$

где e — заряд электрона, m — его масса, E и H — электрич. и магн. поля. Решение этого уравнения с начальным условием $v(0) = 0$ даёт зависимость скорости от времени t , к-рая позволяет найти плотность тока:

$$j(t) = env(t),$$

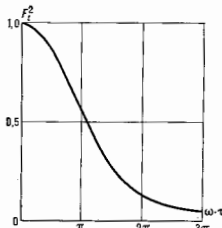
зависящую от внеш. полей.

Таким образом Д. т. м. качественно объясняет ряд кинетич. явлений — статическую и высокочастотную проводимость (см. *Друде формула*), *Холла эффект*. В частности, из Д. т. м. следует *Ома закон* $j = \sigma E$, где проводимость σ связана со временем свободного пробега τ соотношением:

$$\sigma = e^2 n \tau / m.$$

Из этой ф-лы можно определить τ по измеренным значениям σ ; при комнатной темп-ре $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-15}$ с.

Поскольку скорость электрона после каждого столкновения соответствует локальной темп-ре в месте столкновения, то при наличии градиента темп-ры возникает поток энергии, направленный в сторону области с более низкой темп-рой и пропорц. градиенту темп-ры. Коэф. пропорциональности в условиях, когда ср. скорость



направленного движения равна нулю (разомкнутая внеш. цепь), представляет собой коэф. теплопроводности. Отсутствие электрич. тока при палиции градиента темп-ры обеспечивается возникновением электрич. поля, пророрц. градиенту темп-ры (*Зеебека эффект*). Это поле создаёт электрич. ток, компенсирующий ток, создаваемый потоком «горячих» электронов. Таким образом, Д. т. м. качественно объясняет электронную *теплопроводность* и некр-рю *термоэлектрические явления* в металлах.

Наиб. вычиталиющим, хотя и ошибочным, результатом Д. т. м. явилось объяснение *Видемана — Франца закона*. Оно было связано с взаимной компенсацией двух ошибок при вычислении электронной теплоёмкости (в Д. т. м. она получается примерно в 100 раз больше истинной) и ср. квадрата скорости электрона (к-рый оказывается во столько же раз меньше истинного; кроме того, Друде ошибся в 2 раза при вычислении электропроводности).

Д. т. м., будучи классич. теорией, принципиально не могла объяснить ряд эксперим. фактов: 1) отсутствие электронного вклада в *теплоёмкость*, равного $3nk/2$; 2) величину длины свободного пробега l электронов, превосходящую в сотни раз расстояние между ионами; 3) знак постоянной Холла, к-рый может быть как отрицательным, так и положительным; 4) зависимость сопротивления многих металлов от внеш. магн. поля (см. *Магнетосопротивление*); 5) наблюдаемые значения *термоэос.*, к-рые примерно на 2 порядка меньше, чем следует из Д. т. м.

Развитие квантовой статистики и квантовой механики привело к появлению квантостатистич. теории электронного газа в металлах (см. *Зоммерфельда теория металлов*) и зонной теории твёрдого тела, к-рые объясняют упомянутые выше (а также др.) факты, необъяснимые в рамках Д. т. м. Несмотря на это, Д. т. м. благодаря простоте и наглядности можно использовать для качества, оценок кинетич. явлений в металлах, и особенно в *полупроводниках*, где носители заряда подчиняются классич. статистике.

Лит.: F. r u d e P., Zur Elektronentheorie der Metalle, «Ann. Phys.», 1900, Bd 1, S. 568; А. ш е р ф о р т Н., М е р м и н и Н., Физика твёрдого тела, н е р г и л., т. 1, М., 1979; Г р о с с е Д., Свободные электроны в твёрдых телах, л и р, с н м., М., 1982. *Э. М. Шимшич*.

ДРУДЕ ФОРМУЛА — формула, описывающая высокочастотную проводимость σ металлов на основе представления об электронах как о свободных частицах, движущихся через кристалл с трением (см. *Друде теория металлов*). Д. ф. даёт частотную зависимость $\sigma = \sigma(\omega)$ образца, находящегося в электрич. поле частоты ω :

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{1 + i\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (1)$$

где σ_0 — статич. проводимость, определяемая ф-лой:

$$\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}. \quad (2)$$

Здесь n — концентрация свободных электронов, m , e , τ — масса, заряд и время свободного пробега электрона. Соотношение (2) также часто называют Д. ф.

Исходным пунктом для вывода Д. ф. служит стационарное решение ур-ния движения электрона:

$$m \frac{dv}{dt} + \frac{m}{\tau} v = eE. \quad (3)$$

Здесь $E = E_0 e^{i\omega t}$ — напряжённость электрич. поля частоты ω , m/τ — коэф. трения. Согласно теории Друде, трение возникает в результате рассеяния свободных электронов (гл. обр. на ионах). Если принять, что при каждом столкновении электрон полностью теряет связь с движением до столкновения, то τ совпадает со временем свободного движения между столкновениями. Объединив получаемые из (3) выражение для скорости v с определением плотности тока $j = nev$, получим Д. ф. (1) для проводимости.

Д. ф. используют для описания оптич. свойств металлов, вводя его диэлектрич. проницаемость ϵ (см. *Диэлектрики*):

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \frac{4\pi\omega_p^2}{\omega}. \quad (4)$$

Здесь ϵ_0 — диэлектрич. проницаемость ионного остова. Из (4) видно, что $\text{Im}\epsilon$ связана с $\text{Re}\epsilon$, а $\text{Re}\epsilon$ связана с $\text{Im}\epsilon$ и определяет поглощение эл.-магн. энергии металлом. Д. ф. объясняет отражат. способность металла (металлич. блеск) и возникновение прозрачности в УФ-диапазоне при $\omega > \omega_{\text{пл}} = \sqrt{4\pi ne^2/\epsilon_0 m}$ и $\omega\tau \gg 1$ (см. *Металлооптика*).

Д. ф. и её обобщения находят применение для описания высокочастотных и магнитооптич. свойств металлов и полупроводников. Это связано с тем, что Д. ф. может быть выведена и на основании совр. представлений о движении электронов в кристаллах (см. *Блоховские электроны*). При этом ряд величин, входящих в выражения (1) и (2), приобретают смысл, отличный от того, к-рый им придавал Друде, n заменяется *эффективной массой* электрона m^* , а время свободного пробега τ определяется столкновениями не с периодически расположенными ионами кристаллич. решётки, а с *нерегулярностями*, присущими каждому кристаллу (с *дефектами* решётки, с *фононами* и т. п.).

Лит., см. при статье *Металлы*. В. М. Вишкур.
ДУАЛИЗМ КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ — см. *Корпускулярно-волновой дуализм*.

ДУАЛЬНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ (от лат. dualis — двойственный) — преобразование от переменных *параметров порядка* (ПП) к переменным параметра беспорядка (ПБ) в решёточной модели статистич. физики (см., напр., *Двумерные решёточные модели*). Флуктуации ПП малы при низких темп-рах, а флуктуации ПБ малы при высоких темп-рах. Д. п. существует для моделей с локальным взаимодействием, инвариантным относительно абелевой группы симметрии. Введено Х. Крамером (Н. К. Ramer) и Р. Ванье (G. Wulpiier) в 1941.

Переменные ПП (условно назв. синями) — двумерные единичные векторы $S(r) = [\cos \theta(r), \sin \theta(r)]$, заданные в узлах решётки r . Для простейших рассматривается квадратная решётка при $d=2$ и кубическая при $d=3$ (d — размерность пространства). Узлы $U(1)$ принимают непрерывный ряд значений $0 \leq \theta(r) \leq 2\pi$ в $U(1)$ -модели и дискретные значения $\theta(r) = 2\pi r/q$, $r=0, 1, \dots, q-1$ в Z_q -модели. Взаимодействуют синии, находящиеся в соседних узлах. Энергия парного взаимодействия синиов в узлах r и $r+\mu$ (μ — базисный вектор решётки) зависит от разности углов в этих узлах (решёточного градиента) $\partial_\mu \theta(r) = \theta(r+\mu) - \theta(r)$ с точностью до слагаемого, кратного 2π . Система полностью характеризуется набором парных статистич. весов (ПСВ) $W[\partial_\mu \theta(r)] = \exp\{-\epsilon[\partial_\mu \theta(r)]/T\}$, где $\epsilon[\partial_\mu \theta(r)]$ — энергия парного взаимодействия, T — темп-ра в энергетич. единицах.

ПСВ не меняются при одинаковом повороте всех синиов на произвольный угол θ для группы $U(1)$ и угол θ , кратный $2\pi/q$, для группы Z_q . ПСВ как периодич. функцию рёберной переменной $\theta_\mu(r) \equiv \partial_\mu \theta(r)$ можно разложить в ряд Фурье на группе $U(1)$:

$$\theta_\mu(r) = \sum_{n_\mu = -\infty}^{\infty} \tilde{w}(n_\mu) \exp(in_\mu \theta_\mu). \quad (1)$$

Град Фурье на группе Z_q конечен:

$$w(p_\mu) = \sum_{n_\mu = 0}^{q-1} \tilde{w}(n_\mu) \exp(in_\mu \theta_\mu), \quad (2)$$

где $\theta_\mu = 2\pi p_\mu/q$.

Переход в статистич. сумме к целочисл. рёберным переменным $n_\mu(r)$ приводит к условно равенства нулю их дивергенции в каждом узле решётки. Этому условию удовлетворяет след. представление: $n_\mu(r) = \epsilon_{\mu\nu} \partial_\nu m(R)$, $d=2$; $n_\mu(r) = \epsilon_{\mu\nu\lambda} \partial_\nu m_\lambda(R)$, $d=3$, где ϵ —

символы Левич-Чивиты. Переменные $m(\mathbf{K})$, $d=2$ и $m_\lambda(\mathbf{K})$, $d=3$ и есть переменные ПБ. При $d=2$ $m(\mathbf{K})$ расположены в узлах \mathbf{K} дуальной решётки (центрах граничной исходной). При $d=3$ $m_\lambda(\mathbf{K})$ расположены на ребрах дуальной решётки, узлы k -рой находятся в центрах ячеек исходной. Переменные ПБ в $U(1)$ -модели принимают все целочисленные значения (группа Z), в Z_q -модели переменные ПБ принимают значения $0, 1, \dots, q-1$ (группа Z_q). При $d=3$ $n_\mu(\mathbf{r})$ не меняется при калибровочной преобразовании $m_\lambda(\mathbf{K}) \rightarrow m_\lambda(\mathbf{K}) + \delta_\lambda m(\mathbf{K})$, исходная спиновая модель дуальна калибровочной решёточной модели.

В квантовой теории поля рассматривают решёточные калибровочные модели при $d=4$. Калибровочные переменные $\theta_{\mu\nu}(\mathbf{r})$ задаются на ребрах. Локальный статистический вес задается на гранях и зависит только от комбинации $\partial_{\mu\nu}(\mathbf{r}) = \partial_\nu \theta_{\mu\lambda}(\mathbf{r}) - \partial_\lambda \theta_{\mu\nu}(\mathbf{r})$. Как и в случае спиновых моделей, можно перейти к суммированию по перемешным разложениям Фурье $n_{\mu\nu}(\mathbf{r})$ с условием нулевой дивергенции $\partial_\mu n_{\mu\nu}(\mathbf{r}) = 0$. Поэтому вводит переменные ПБ $m_\alpha(\mathbf{K})$ на ребрах дуальной решётки: $n_{\mu\lambda}(\mathbf{r}) = \epsilon_{\mu\lambda\alpha\beta} \partial_\alpha m_\beta(\mathbf{K})$.

Спиновые Z_q -модели при $d=2$ наз. с а м о д у л ь н ы м и, если ПСВ $w(\rho_\mu)$ и $\tilde{w}(\rho_\mu)$, связанные преобразованием Фурье (2), имеют одинаковый вид. В этом случае Д. п. сводится к замоне переменных ПБ на переменные ПБ и нелинейному преобразованию температуры, то же справедливо для калибровочных моделей при $d=4$. В табл. приведены ПСВ самодуальных моделей и указаны преобразования темп-ры этих моделей: $T \rightarrow T^*$.

Модель	Вид ПСВ	Преобразование температуры	Перенормировка ПСВ \tilde{w}/w
Изинга (Z_2 -модель)	$w(p) = \exp\{(\beta J/T) \cos \pi p\}$, $p=0, 1$	$\text{sh}(2J/T) \text{sh}(2J/T^*) = 1$	$\text{sh}(2J/T)$
Поттса (q -компонент)	$w(p) = \exp\{i\mathbf{K}(T) \cdot \delta_{p,0}\}$, $p=0, 1, \dots, q-1$	$\{ \exp(K(T)/T) - 1 \} \exp(K(T^*)/T) - 1 \} = q$	$q^{-1/2} \{ \exp(K(T)/T) - 1 \}$
Перезинского — Виллана (q -компонент)	$w(\theta) = \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \exp\{-\beta(\theta - 2\pi\alpha)^2/2\}$, $\theta = 2\pi p/q$	$\beta\beta^* = (2\pi/q)^2$	$(2\pi\beta)^{-1/2}$

Уд. свободная энергия $f(T)$ самодуальных моделей при Д. п. изменяется след. образом: $f(T) = f(T^*) - \ln(\tilde{w}/w)$, где \tilde{w}/w — перенормировка ПСВ.

Точки неаналитичности свободной энергии (критич. точки) могут либо быть стационарными точками Д. н.: $T_c = T_c^*$, либо переходить одна в другую (если их несколько). В модели Изинга и ферромагн. моделях Поттса $T_c = T_c^*$ — единств. точка фазового перехода, в моделях Березинского — Виллана две критич. точки. В калибровочной модели Изинга темп-ра перехода также определяется соотношением самодуальности.

Lut. S a v i t R., Duality in field theory and statistical systems, «Rev. Mod. Phys.», 1980, в. 52, № 2, р. 453; Б а к е т Р., Точно решаемые модели в статистической механике, пер. с англ., М., 1985. С. В. Носковский.

ДУАЛЬНОСТЬ в теории адронов — свойство амплитуд адронных процессов в резонансной области энергий, заключающееся в возможности их двойного описания: либо с помощью суммы резонансов прямого канала, либо с помощью суммы Редже полюсов (см. *Перекрестная симметрия*). Область энергий $\epsilon \ll \epsilon_n$, где такое дуальное описание возможно, называют обычно и н т е р в а л о м д у а л ь н о с т и.

Концепция Д. возникла в 60-е гг. на основе анализа дисперсионных правил сумм для конечных энергий в применении к адронным амплитудам, не содержащим вклада вакуумной реджевской особенности (т. н. особенности Померанчука). Такой анализ, введённый для не слишком больших энергий (2—5 ГэВ) сталки-

вающихся адронов, показал, что усреднённая по некоторой энергетич. интервалу амплитуда, представленная суммой резонансов прямого канала реакции, равна усреднённой по этому же интервалу амплитуде, представленной суммой неанулевых полюсов Редже (реджеонов) кроссиг-симметричного канала. Это равенство в среднем получило назв. г л о б а л ь н ы й Д. Отвечающие этим амплитудам сечения представлены на рис. 1 соответственно кривыми С и С'.

Существует ряд теоретич. моделей, в к-рых реализуется Д. Впервые конструктивный пример амплитуд, содержащей только полюсные особенности по всем энергетич. переменным реакции, дал Венециано [1]. Эта амплитуда допускает два эквивалентных представления: в виде бесконечной суммы резонансов прямого канала (рис. 2, слева) и в виде бесконечной суммы резонансов перекрёстного канала (рис. 2, справа; а, b — нач. частицы, с, d — конечные частицы, R_i , R_j — резонансы). Амплитуда Венециано реализует принцип локальн о й Д. в том смысле, что равенство двух указанных представлений осуществляется без усреднения по энергии. Существуют обобщения предложенной Венециано дуальной амплитуды взаимодействия двух частиц на случай N частиц.

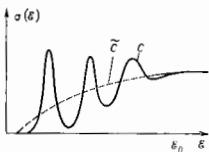


Рис. 1.

Полное дуальное описание, как в модели Венециано, удовлетворяющее лишь одночастичному условию унитарности, может рассматриваться как первое приближение к реальным адронным амплитудам. Применимость этого приближения ограничивается областью энергий, где резонансы достаточно узки и перекрываются слабо, т. е. их ширины Γ меньше характерного

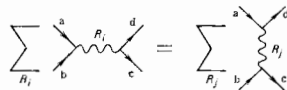


Рис. 2.

расстояния ΔM между ними ($\Gamma \ll \Delta M$), и где вклад вакуумной реджевской особенности сказывается ещё мало.

Главным теоретич. аргументом в пользу дуальной картины взаимодействия адронов является приближённая применимость траекторий Редже α' (идёт до $|\epsilon| \approx 5$ [ГэВ/c]² с универсальным наклоном $\alpha' \approx [1,2 (\text{ГэВ}/c)^2]^{-1}$ (здесь ϵ — квадрат переданного 4-импульса).

Струнная интерпретация дуальных моделей, т. е. трактовка адронов как релятивистских одномерных протяжённых объектов — «струн» (см. *Струнные модели адронов*), позволяет истолковать обе диаграммы Фейнмана рис. 2 как один «струнный» график рис. 3,

изображающей двумерную поверхность, «заемтаемую» двигающимися объединяющимися и разрывающимися струнами a, b, c, d в прямом канале процесса $a+b \rightarrow c+d$ или в перекрестном канале $a+\bar{d} \rightarrow \bar{b}+c$. В струнных моделях адронов концепция Д. находит естественное объяснение. Существует глубокая связь между суперсимметричными (см. *Суперсимметрия*) и супергравитационными (см. *Супергравитация*) теориями поля и взаимодействием безмассовых частиц в дуальных струнных моделях [2]. Подробный анализ дуальных (струнных) моделей содержится в обзоре [3].

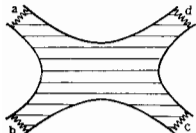


Рис. 3.

Подход, основанный на Д., важен при феноменологии, анализе эксперим. данных по рассеянию адронов. Он обещает уловить условия самоогласованности, к-рым должны подчиняться резонансы в конкретном процессе. Д. предсказывает существование растущих траекторий Редже с прибл. одинаковым наклоном, а также очень быстрый рост числа уровней (резонансов) с увеличением энергии. В концепции Д. естественно возникает универсальный масштаб размерности длины, к-рый определяется наклоном траекторий Редже $\alpha'(0)$. Основанный на Д. подход несомненно явился существенным в развитии теории сильного взаимодействия.

В *глубоко неупругих процессах* понятие, аналогичное Д., используется для установления связи между усредненным по интервалу Д. сечением рождения кварков и глюонов и сечением рождения адронов. Д. в этом случае (кварк-адронная Д.) существует для возможности описания адронных процессов в рамках *квантовой хромодинамики*.

Лит.: 1) Veneziano G., Construction of a crossing-symmetric, Regge-behaved amplitude for linearly rising trajectories, «Nuovo sim.», 1968, т. А 57, p. 190; 2) Gell-Mann M., Schwinger J., O'Leary D., Superstring theory, supergravity theories and the dual string model, «Nucl. Phys.», 1977, т. В 122, p. 253; 3) Марини и ой М. С., Реализация струны и дуальные модели сильных взаимодействий, «УФН», 1977, т. 121, с. 377; Свенгаггз Ж. Н., Superstring theory, «Phys. Rep.», 1982, т. 80, p. 223.

ДУАЛЬНЫЕ ТЕНЗОРЫ — антисимметричные тензоры T^{\dots} и $(*)T^{\dots}$ типа $(k, 0)$ и $(0, n-k)$ в n -мерном римановом или псевдоримановом пространстве, связанные соотношением

$$(*)T^i_{k+1} \dots i_n = \frac{1}{k!} \sqrt{|g|} \epsilon_{i_1 \dots i_n} T^{i_1 \dots i_k},$$

где $g = \det g_{ij}$ — определитель метрич. тензора, $\epsilon_{i_1 \dots i_n}$ — *Лев-Читтыи символ*. При этом $(*)T^i_{k+1} \dots i_n = (-1)^k (-k)$ sign(G), а один из T и $(*)T$ является псевдотензором (меняет знак при отражении). Тензор и его Д. принадлежат ортогональным подпространствам n -мерного пространства. Благодаря этому переход от Д. т. позволяет ковариантно обобщить на неевклидовы случаи понятие потока через поверхность и Гаусса — *Остроградского формулу*, а в евклидовом случае — упростить тензорные выражения. Напр., если $da^1 \dots a^{n-1}$ — элемент $(n-1)$ -мерной гиперповерхности Σ , то поток вектора T^i через неё (интеграл по Σ от проекции T на ортогональное к ней направление) равен $\int_{\Sigma} T^i (nd\sigma)_i$.

Операция \leftrightarrow перехода к Д. т. используется для ковариантного обобщения дивергенции δ_i (повышающей ранг тензора): $\delta_i = (s)^{-1} (\partial/\partial x^i)$. Для тензора $T^{i_1 \dots i_n}$ типа $(k, 0)$ имеем

$$(\text{div } T)^{\dots} = \delta_i T^{i \dots} = \frac{1}{\sqrt{|g|}} \frac{\partial}{\partial x^i} (\sqrt{|g|} T^{i \dots}).$$

В *четырмерном пространстве* с помощью операции \leftrightarrow вводит понятие самодуального тензора, используемое

для построения частных решений в теории калибровочных полей.

В. П. Павлов.

ДУАНТ — ноль аксиорной электрод в *циклотроне* или *фазотроне* D-образной формы, служащий для подчас ускоряющего наращения и экранировки частиц при фазе поля, неблагоприятной для ускорения.

ДУАНЦАЛМОТРОН — устройство для получения ионных пучков высокой плотности. Подробнее см. в ст. *Потный источник*.

ДУБЛЕТЫ спектральные (от франц. doublet, от double — двойной) — группы (пара) близко расположенных спектральных линий, возникновение к-рых обусловлено дублетным расщеплением уровней энергии (см. *Мультиплетность*) и результате *спин-орбитального взаимодействия*. Наиб. характерны для спектров атомов щелочных металлов, линии *главной серии* к-рых представляют собой Д.

ДУГА ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ — широко употребляющееся в обиходе название *дугового разряда*. Первоначально Д. э. наз. только дуговой разряд в воздухе, горящий между угловыми электродами при пост. силе тока в несколько А. Д. э. наблюдалась впервые в 1802 В. В. Петровым, а в 1808 независимо Г. Дэви (H. Davy). В первых опытах источником питания служил вольтов столб. Д. э. горела между горизонтально расположенными электродами, и восходящие конвекц. потоки воздуха дугообразно изгибали столб разряда (отсюда и название). Первое практич. применение Д. э. нашла в осветит. дуговых лампах (свеча Яблочкова). Известно большое число разновидностей Д. э., к-рые широко применяются в науке и технике для создания плазмы, в качестве газоразрядных источников света, в т. ч. эталонных, в плазмохимич. реакторах, для сварки и обработки материалов и т. д.

Лит.: Фун и сельбург В. В., Меккер Г., Электрические дуги и термическая плазма, пер. с нем., М., 1961.

В. Н. Колесников.

ДУГОВОЙ РАЗРЯД — самостоятельный квазиэлектронный *электрический разряд в газе*, горящий практически при любых давлениях газа, иррадиирующих 10^{-2} – 10^{-4} тор, при постоянной или меняющейся с низкой частотой (до 10^8 Гц) разности потенциалов между электродами и отличающийся высокой плотностью тока на катоде (10^2 – 10^8 А/см²) и низким катодным падением потенциала (не превышает афф. потенциала ионизации среды в разрядном промежутке). Известно много разновидностей Д. р., каждый на к-рых существует только при вполне определенных внеш. и граничных условиях. Почти у всех видов Д. р. ток на катоду стяннут в малое осевое яркое катодное пятно, беспрерывно перемещающееся по всей поверхности катода. Температура поверхности в пятне достигает величин температуры кипения (или возгонки) материала катода. Поэтому значительную (иногда главную) роль в катодном механизме переноса тока играет *термокатодная эмиссия*. Над катодным пятном образуется слой положит. объёмного заряда, обеспечивающего ускорение амплитудных электронов до энергий, достаточных для ударной ионизации атомов и молекул среды. Т. к. толщина слоя крайне мала (меньше длины напряженности поля у поверхности катода, особенно вблизи остей, микроволноводностей поверхности), благодаря чему существенной оказывается и *автоэлектронная эмиссия*. Высокая плотность тока в катодном пятне и «несрокко» пятна с точки на точку создают условия для иррадиации *яркой электронной эмиссии*. Известны и др. катодные механизмы Д. р. (факельный вынос, пламенный катод, термокатод и т. д.). Относит. роль каждого из них зависит от конкретного вида Д. р.

Непосредственно к зоне катодного падения потенциала примыкает *положительный столб*, простирающийся до анодной области. Прианодного скачка потенциала чаще не наблюдается. На аноде обычно формируются яркое анодное пятно, несколько больших размеров и

менее подвижное, чем катодное. Темп-ра поверхности в анодном пятне такая же или несколько ниже, чем в катодном. В нек-рых типах Д. р. при токах в десятки А на катоде и аноде возникают факелы, имеющие характер плазменных струй, вытекающих с большой скоростью нормально к поверхности электродов. При токах более 100-300 А возникают добавочные факелы и столб Д. р. приобретает структуру пучка плазменных нитей. Природа и механизм образования факелов изучены пока недостаточно. При появлении факелов водород. столб соединяет две произвольно перемещающиеся точки катодного и анодного факелов и может быть ориентирован относительно них любым образом (напр., перпендикулярно); в столбе особенно легко проявляются многие неустойчивости.

Параметр до высокой темп-ры и ионизованный газ в столбе находится в состоянии плазмы. В граничной зоне между катодным слоем и столбом ток эмиссии переходит в ток проводимости. Электропроводность плазмы в зависимости от вида Д. р. может принимать практически любые значения вплоть до значений электропроводности металлов, но, как правило, она на деск. порядков меньше. Выделяющаяся в столбе джоулева теплота восполняет все потери энергии из столба плазмы, поддерживая неизменным её состояние, к-рое определяется характером распределения энергии по всем степеням свободы. Полностью равновесные распределения, строго говоря, в плазме Д. р. никогда не реализуются. Однако состояние сферической плазмы при концентрации заряд. частиц $N \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ иногда можно считать близким к полному термодинамич. равновесию. При меньших плотностях (до $N \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) может реализоваться состояние т. н. локального термического равновесия, при к-ром в каждой точке плазмы распределения любых частиц по скоростям в основном максвелловские, распределения атомов и молекул по возбужденным состояниям — бальмеровские, степени диссоциации и ионизации удовлетворяют закону действующих масс, а давление — уравнению состояния, причём во все эти распределения входит одно и то же значение темп-ры T , являющейся функцией координат. Исключение в этом случае составляет лишь излучение плазмы: оно далеко от равновесного (планковского) и определяется составом плазмы и скоростями конкретных радиат. процессов (линейчатое излучение, сплошное тормозное и рекомбинационное и т. д.). При очень ограниченных размерах столба Д. р. (неск. мм) даже в плотной плазме ($N \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для He, $N \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для др. газов) состояние локального термич. равновесия может нарушаться за счёт процессов переноса (см. Перенос энергии в плазме), включая радиационные. Это выражается в сильном отклонении состава плазмы и заселённости возбужденных уровней от их равновесных значений. В таких случаях сохраняются обычно лишь частные локальные термич. равновесие, характеризующие равновесие между заселёнными самыми верхними возбужденными уровнями и концентрацией свободных электронов, к-рые предполагаются в осн. максвелловскими. Т. о., кинетика плазмы в столбе Д. р. при высоких плотностях заряд. частиц определяется гл. обр. процессами соударений, а на мере снижения плотности все большую роль играют радиат. процессы. Границы применимости указанных выше приближений в каждом конкретном случае можно грубо оценить с помощью соответствующих критериев, но при этом всегда необходимо контролировать выполнение этих признаков применимости. Соблюдение этого условия необходимо для доказательства адекватности выбранных методов диагностики плазмы.

Диана столба Д. р. в принципе может быть произвольной, но его диаметр жёстко определяется условиями баланса выделяющейся и терм. энергии. С ростом тока или давления тип осн. механизма потери неоднократно меняется; при таких сменах может

присходить контракция столба (см. Контрагированный разряд). Для Д. р. наиб. характерны диссоциативный эффект контракции (при токе i_{II}) и пич-эффект (при токе i_{II}). Первая из них связана с резким изменением теплопроводности плазмы в молекулярных газах в зоне интенсивной диссоциации, вторая возникает при превышении *магнитного давления* над газомеханическим. Конкретные значения токов i_{II} и i_{II} очень сильно зависят от условий горения разряда; обычно $1 \leq i_{II} < 10^2 \text{ А}$; $i_{II} \geq 10^2 \text{ А}$. Д. р. при $i > i_{II}$ принято называть сильноточным, при $i > i_{II}$ — сверхсильноточным.

Широкое развитие приобрело матем. моделирование столба Д. р. Разные модели включают в себя уравнения кинетики, электродинамики, а при необходимости и *магнитной гидродинамики* плазмы. В большинстве случаев такие модели в принципе позволяют с достаточным приближением рассчитать на ЭВМ значения всех параметров столба плазмы, однако при этом необходим тщательный контроль адекватности модели, что само по себе представляет также очень сложную задачу.

Свойства и конкретные параметры Д. р. меняются в очень широких пределах в зависимости от его типа и условий горения. Классич. примером является Д. р. пост. тока, свободно горящий в воздухе между угольными электродами. Его типичные параметры: ток от ампера до сотен ампер, катодное наделение потенциала $\approx 10 \text{ В}$, межэлектродное расстояние — от мм до см, темп-ра плазмы $\sim 7000 \text{ К}$, темп-ра поверхности в анодном пятне $\sim 3900 \text{ К}$. Д. р. применяется в технике (угольные лампы) и науке (эталонный источник света). Д. р. с угольным анодом, просверленным и заполненным исследуемыми веществами или пропитанным их растворами, широко используется в спектральном анализе руд, минералов, солей и т. п. Темп-ра плазмы при введении примесей исследуемых веществ снижается прибл. пропорционально эфф. потенциалу ионизации среды.

Д. р. пост. тока может устойчиво гореть в воздухе как между угольными, так и между металлическ. электродами. Но разряд иеременного тока горит самостоятельно при любых токах только между угольными электродами. При использовании же металлич. электродов для поддержания разряда при токах $< 10 \text{ А}$ необходим источник. ионизатор (с этой целью в практике спектрального анализа, напр., применяется наложение ВЧ-разряда на дуговой, горящий при частоте 50 Гц).

Д. р. становится фактически самостоятельным и при применении накаливаемого катода (обычно при низких давлениях газа). Однако практически все характеристики разряда при этом остаются типично джозуевыми, за исключением величины катодного падения потенциала, к-рая ещё снижается. Аналогичное снижение происходит и при использовании плазменных катодов (см. также *Низковольтная дуга*).

Применение Д. р. в качестве спец. источника света в научных исследованиях требует обычно стабилизации положения столба в пространстве. Такая стабилизация может осуществляться наиболее или стенками разрядной трубки, тангенциальными нотоками жидкости или газа в узких каналах, вихревым потоком газа вдоль столба свободно горящей дуги, магн. полем и т. д.

Д. р. применяется также в разл. конструкциях генераторов плазмы (напр., в *плазмотронах*), в нек-рых нлазмовых реакторах, в электросварке, в разл. электронных и осветит. приборах (коммутаторы, ртутные нпрямители, газотроны, газоразрядные источники света и т. д.).

Лит.: Гравновский В. Л., Электрический ток в газе, М., 1971; Экспериментальные исследования плазмотронов, под ред. М. Ф. Жукова, Новосибир., 1977. В. Н. Колесников.

ДЫРКА — квазичастица (фермион); наряду с электроном проводимости используется для описания электронной системы полупроводников, полуметаллов и металлов. Термин «Д.» применяется в двух близких, но различных смыслах. 1) Возбуждённое квантовое

состояние многоэлектронной системы, характеризующее тем, что одно из одноэлектронных состояний (заполнением k -рых сформировано многоэлектронное состояние) свободно. Энергия D , E_D отсчитывается от энергии основного состояния ($E_D=0$). Если система электронов — вырожденный идеальный газ, то равновесная функция распределения D , $N_D(\epsilon)$ — функция Ферми (см. *Ферми—Дирака распределение*):

$$N_D(\epsilon) = 1 - \frac{1}{e^{(\epsilon - E_F)/kT} + 1} = \frac{1}{e^{\epsilon/kT} + 1}.$$

Здесь T — темп-ра, E_F — ферми-энергия; $E_D = E_F - \epsilon > 0$; $\epsilon < E_F$.

При образовании D , освобождений ряда электронов может оказаться свободным, а может перейти в связанное (локализованное) состояние (напр., при образовании D , нутём введения в полупроводник акцепторов). D , также может образоваться не только в свободном состоянии, но и в связанном (напр., на допорах).

2) Свободное при $T=0K$ состояние в разрешенной энергетич. зоне с отрицат. эффективной массой $m^* < 0$. Существование D , (в этом смысле) обычно обусловлено нерасечением зон в металлах и полуметаллах или попаданием в валентную зону полупроводника энергетич. уровней акцепторов (состоянии с $m^* < 0$ расположены вблизи «шоттки» валентной зоны). D , вводят в тех случаях, когда ферми-поверхность окружает свободные от электронов состояния (поверхность Ферми занята D).

Осн. черты динамики D , (в обоих смыслах) — в магн. поле D , движется как положительная заряженная частица; с ростом энергии её скорость уменьшается. Возможность описания движения электронной системы проводников с помощью D , обеспечивается тем, что электронный ток полностью занята зона равен нулю.

Введение D , помогает понять многие свойства ряда веществ: обратные знаки константы Холла (см. *Гальваномагнитные явления*), термоэдс (см. *Термоэлектрические явления*) и др.

Лит. см. при ст. *Зонная теория, Полупроводники*.
М. И. Каганов.

ДЫРОК ТЕОРИЯ ДИРАКА — теоретич. модель вакуума физического, предложенная в 1930 П. А. М. Дираком (Р. А. М. Дигас) для устранения трудностей релятивистской квантовой теории электрона (см. *Дирака уравнение*); привела к ирредуцируемому существованию античастиц, процессов рождения пар и их аннигиляции и т. д., а также к представлению о вакууме как об особом типе материальной среды (см. *Поляризация вакуума*).

Полая система решений ур-ния Дирака содержит наряду с имеющими физ. смысл состояниями с положит. энергией ϵ также и отрицат. энергией ($\epsilon < 0$), «самоуничтож.» взаимодействующих частиц равного знака энергии и т. д. Безуспешность попыток избавиться от состояний с $\epsilon < 0$ для одночастичного ур-ния Дирака заставила пересмотреть само понятие вакуума как состояния, в k -ром нет частиц. Это и привело к D , т. Д. Её идея была подкреплена квантовой теорией валентности, в соответствии с k -рой заполненные электронные оболочки атомов в хим. смысле наблюдаемы, а проявляет себя лишь избыток или недостаток электронов по отношению к таким оболочкам.

Первоначально D , т. Д. формулировалась применительно к электрону, но затем была распространена на др. типы ферми-частиц (мюон, нуклон и др.). Её основу составляют след. постулаты. а) В состоянии вакуума все уровни с $\epsilon < 0$ заполнены частицами, а все уровни

с $\epsilon > 0$ свободны. Такое распределение частиц считается ненаблюдаемым (несмотря на бесконечную величину его плотности энергии, плотности заряда и т. д.), играя роль начала отсчёта для физ. величин. Поэтому наблюдаемое значение физ. величин A для k -л. системы равно разности A (система + вакуум) — A (вакуум). б) Заполненный уровень с $\epsilon > 0$ воспринимается наблюдателем как частица, а свободный уровень («дырка») с $\epsilon < 0$ — как античастица. Дырка в электронном вакууме соответствует позитрон (массы частицы и дырки равны, а заряды равны и противоположны по знаку). в) Фотон с энергией, большей A , способен возбуждать вакуум, переводя частицу из состояния с $\epsilon < 0$ в состояние с $\epsilon > 0$. Это соответствует процессу рождения пары частица-античастица. Их аннигиляция отвечает переходу частицы из состояния с $\epsilon > 0$ в свободное состояние с $\epsilon < 0$, сопровождаемому излучением фотона.

Д. т. Д. устранила трудности одночастичного ур-ния Дирака (в частности, стабильность физ. состояния частицы связана с тем, что её переход в состояние с $\epsilon < 0$ запрещён принципом Паули). Все следствия D , т. Д. — как качественные (существование античастиц, процессы рождения и аннигиляции пар, поляризация вакуума), так и многие количественные подтвердились экспериментально.

В аппарате совр. квантовой теории поля Д. т. Д. в её первонач. форме не используется (за исключением относительно редких применений, напр. для наглядного расчёта целенаправленных вакуумных эффектов; см. *Лагранжиан эффективный*). Применяются более компактные формулировки, равносильные Д. т. Д.: лагранжиан в виде *нормального произведения операторов поля* в сочетании с требованием *перекрёстной симметрии*, *Грина функции* с возвратным во времени движением частиц и др.

Физ. картина, отвечающая D , т. Д., и сходный матем. аппарат используются в физике *полупроводников*, где аналогом областей $\epsilon < 0$ и $\epsilon > 0$ служат соответственно валентная зона и зона проводимости, аналогом D — ширина разделяющей их запрещённой зоны, аналогом рождения пар фотонами — рождение частиц и дырок под действием световой накачки. Связанному состоянию электрона и дырки — *экситону* соответствует в физике высоких энергий *позитронию* — связанное состояние электрона и позитрона. В 1968 была предсказана и в 70-х гг. обнаружена новая форма вещества — *электронно-дырочная жидкость*. Соответствующий аналог в физике высоких энергий — самосвязанная относительно плотная система электронов и позитронов в присутствии световой накачки — пока неизвестен.

Лит.: Дирак П. А. М., Теория позитрона, в кн.: *Атомное ядро*, т. — М., 1934; е го ж е, Развитие квантовой теории, «Природа», 1972, № 3, с. 88. Д. А. Клебанов, ДЮЛОНГА И ПТИ ЗАКОН — эмпирич. правило, согласно к-рому молярная теплоёмкость при ст. объёме для всех простых твёрдых тел одинакова и составляет прибл. 25 Дж/моль·К. Установлен в 1819 франц. физиками П. Дюлонгом (P. L. Dulong) и А. Пти (A. Th. Petit). Д. и П. з. может быть выведен из закона равномерного распределения колебат. энергии по степеням свободы, согласно к-рому на каждую степень свободы колебат. движения приходится энергия kT , где T — абс. темп-ра. Поскольку число колебательных степеней свободы у кристалла, содержащего N атомов (N — число Авогадро), равно $3N$ (см. *Динамика кристаллической решетки*), то ср. энергия теплового движения в кристалле, содержащем 1 моль вещества, составляет $\epsilon = 3NAkT$, а соответствующая молярная теплоёмкость равна $\partial\epsilon/\partial T = cv = 3Nk = 24,9$ Дж/моль·К.

Д. и П. з. удовлетворительно выполняется для большинства хим. элементов и простых соединений при комнатной темп-ре. При понижения темп-ры теплоёмкость падает гораздо ниже значений, даваемого Д. и П. з., стремясь к нулю как T^3 у диэлектриков и как T — у металлов. Отклонения от Д. и П. з. при низких

температура были объяснены в *Дебая теории* твёрдого тела. Согласно этой теории, Д. и П. з. относятся к области высоких темп-р (выше *Дебей температуры* θ_D), в к-рой возбуждены все колеб. степени свободы. При понижении темп-ры происходит «вымораживание» всё большего числа степеней свободы, что и приводит к уменьшению теплоёмкости. В кристаллах с высокой темп-рой Дебан (у алмаза $\theta_D=1860$ К, у берилла $\theta_D=1000$ К) Д. и П. з. не выполняются уже при комнатной темп-ре.

Небольшые отклонения от Д. и П. з. наблюдаются и при высоких темп-рах ($T > \theta_D$). Они связаны с агармонизмом колебаний кристалл. решётки и дисперсией акустич. фононов, обусловленной дискретной структурой кристалла. Для сложных кристаллов Д. и П. з. может не выполняться по двум причинам: 1) кристалл платится или разлагается при $T < \theta_D$, т. е. не существует в области, где справедлив Д. и П. з.; 2) существенный вклад в теплоёмкость вносят внутримолекулярные колебания (напр., такими колебаниями обусловлено 20% теплоёмкости бензола при $T=150$ К и 80% при 270 К).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Аширфот Н., Мерим и П., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Д. М. Физический.

ДЮФУРА ЭФФЕКТ (термодиффузионный эффект) — явление теплового потока вследствие градиента концентрации в бинарной системе газов или жидкостей. Обратимый процесс, обратный термодиффузии. Открыт Л. Дюфуром (L. Dufoir) в 1872, подробно исследован К. Клаузиусом (K. Clausius) и Л. Вальдманом (L. Waldman) в 1942—49. Тепловой поток J_T , возникающий при пост. давлении вследствие градиента концентрации ∇c_1 и темп-ры ∇T , равен:

$$J_T = -\lambda \nabla T - \rho_1 T \mu_1^c D' \nabla c_1,$$

где λ — коэф. теплопроводности, D' — коэф. Дюфура, ρ_1 — плотность первого компонента, $\mu_1^c = (\partial \mu_1 / \partial c_1)_{T, p}$ — хим. потенциал первого компонента. Появление произвольной хим. потенциала на концентрации связано с тем, что в линейных соотношениях Онсагера (см. *Онсагера теорема*) термодинамич. силы протера, градиентом хим. потенциалов. Величину $\beta = \rho_1 T \mu_1^c D'$ называют коэф. диффузионного термоэффекта.

Кроме теплового потока в такой бинарной системе возникает и поток массы (диффузия):

$$J_1 = -\rho_1 c_2 D' \nabla T - \rho D \nabla c_1,$$

где D' — коэф. термодиффузии, D — коэф. диффузии; величина $K_T = c_1 c_2 D D' / D$ наз. термодиффузионным отношением. Д. з. и поренос массы наз. нереверсивными процессами. Согласно теореме Онсагера, коэф. Дюфура и коэф. термодиффузии равны: $D' = D^2 / (s o o t i o n e H o n s a g e r a)$. Значения коэф. Дюфура (и соответственно коэф. термодиффузии) могут быть как положительными, так и отрицательными, но при этом всегда

$$(D')^2 \leq \frac{\lambda D}{T \rho c_1^2 \mu_1^c},$$

что следует из положительности производства энтропии и условия термодинамич. устойчивости, когда диффузионный поток обращается в нуль,

$$\frac{D'}{D} = -\frac{1}{c_1} \frac{\nabla c_1}{\nabla T};$$

это отношение наз. коэффициентом Сорера и в жидких и газовых смесях имеет порядок величины 10^{-3} — 10^{-6} К⁻¹. Т. о., зная значение D , можно определить D' , а следовательно, и D'' . Для жидкостей $D'' \sim 10^{-4}$ — 10^{-10} см²/с·К, для газов $D'' \sim 10^{-4}$ — 10^{-6} см²/с·К.

Коэф. D'' можно измерить и непосредственно по гра-

диенту темп-ры, возникающему при смешивании разл. жидкостей или газов:

$$\frac{D''}{\lambda} = \frac{1}{T \rho \mu_1^c} \frac{\Delta T}{\Delta c},$$

где ΔT — макс. разность темп-р разл. жидких или газообразных веществ, имевших до смешивания одинаковую темп-ру. В газах D'' порядка неск. К, а жидкостях в 10^4 раз меньше. Эти результаты подтверждают соотношение Онсагера.

Лит.: Гуров Г. С., Д. и П. з., М., 1965; Д. и П. з., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 11; Хазанов Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967, гл. 4, Д. и П. з. Эбберс.



ЕВКЛИДОВА КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ (ЕКТП) — раздел квантовой теории поля и один из осн. методов конструктивной квантовой теории поля, в к-ром изучаются квантовополевые объекты (матричные элементы S -матрицы, *Уайтмена функции* и т. д.) в четырёхмерном евклидовом пространстве, в отличие от обычного подхода, в к-ром те же объекты изучаются в четырёхмерном пространстве-времени Минковского. В основе ЕКТП лежит тот факт, что решения временно́го урани Шрёдингера как в квантовой механике, так и в КТП аналитически продолжаются по времени t в ниж. полуплоскости $t \rightarrow -i$. Это является следствием предположения о положительности энергий физ. состояний, т. е. ограниченности водного гамма-топона системы снизу, что соответствует предположению о стабильности физ. мира.

Впервые идея перехода к мнимым временам и замены indefinite метрики Минковского положительной определённой евклидовой метрикой появилась в работе Ф. Дж. Дайсона (F. J. Dyson) в нач. 1950-х гг. Затем предложение рассматривать продолжения ф-ции Грина в области мнимых времён выдвинул Е. С. Фрадкин, Т. Накано (T. Nakano), Дж. К. Вик (G. S. Wick) и Ю. Швингер (J. Schwinger). В 1975 К. Остервальдер (K. Osterwalder) и Р. Шрадер (R. Schrader) сформулировали необходимые и достаточные условия, при к-рых описание квантовополевых систем в ЕКТП и в обычном подходе полностью совпадают. Бурный расцвет ЕКТП был связан с открытием, что евклидова квантовая теория может интерпретироваться как обобщённое случайное поле, что позволило применить в ЕКТП методы статистич. физики и теорию гауссовых случайных процессов. Это привело к существ. прогрессу в конструктивной квантовой теории поля. С др. стороны, методы ЕКТП позволили получить ряд новых результатов в статистич. физике.

Лит.: Саймон Б., Модель $P(\varphi)$, евклидовой квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976; Евклидова квантовая теория поля, Марковский подход, сб. ст., пер. с англ., М., 1978; Г. В. Фидимо.

ЕВКЛИДОВО ПРОСТРАНСТВО — конечномерное векторное пространство с положительно определённым скалярным произведением. Является обобщением обычного трёхмерного пространства. В Е. и. существуют декартовы координаты, в к-рых скалярное произведение (xy) векторов $x = (x_1, \dots, x_n)$ и $y = (y_1, \dots, y_n)$ имеет вид $(xy) = x_1 y_1 + \dots + x_n y_n$. В произвольных координатах скалярное произведение не определено удовлетворяет условиям: 1) $(xx) \geq 0$, $(xx) = 0$ лишь при $x = 0$; 2) $(xy) = (yx)$; 3) $(\alpha x) = \alpha (xy)$; 4) $(x[y+z]) = (xy) + (xz)$, где α — любое комплексное число, α означает комплексное сопряжение. В Е. и. имеет место неравенство Коши — Буяковского $|(xy)|^2 \leq (xx)(yy)$. Число $|x| = \sqrt{(xx)}$ наз. нормой (или длиной)

вектора x , а угол θ между векторами x , y находится из формулы $\cos\theta = (xy)/|x||y|$. Первоначально евклидовыми наз. пространства, в k -рых выполнены аксиомы евклидовой геометрии, осн. понятиями k -рой являются длина векторов и угол между ними. Бесконечномерные Е. п. обычно наз. *гильбертовыми пространствами*. Пространство, в k -ром нарушено условие 1) положительности скалярного произведения, наз. *неположительными пространствами*. Пространство, в k -ром в четно, а условие 2) заменено условием $(xy) = -(yx)$, наз. *симплектическим пространством*.

Лит.: Гельфанд И. М., Лекции по линейной алгебре, 4 изд., М., 1971; Дубровин В. А., Новиков С. П., Фомин Л. А., Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1984; С. В. Молодцов.

ЕВРОПИЙ (Europium), Eu — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 63, ат. масса 151,06, входит в семейство лантаноидов. Природный Е. состоит из изотопов с массовыми числами 151 (47,82%) и 153 (52,18%). Электронная конфигурация трёх внеш. оболочек $4s^2 3d^6 4f^7 5s^2 p^6 6s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 5,664, 11,25 и 24,7 эВ. Кристаллоидом, радиус атома Eu 0,202 нм (наибольший среди лантаноидов), радиус иона Eu^{3+} 0,097 нм. Значение электроотрицательности 1,01.

В свободном виде — серебристо-белый металл, кристаллическая решётка объёмноцентрированная кубическая с постоянной решётки $a = 0,45720$ нм. Плотн. 5,245 г/см³. $T_{пл} = 822^\circ\text{C}$, $T_{кип} = 1507^\circ\text{C}$. Тепло плавления 9,2 кДж/моль, тепло испарения 146 кДж/моль, уд. теплоёмкость 27,6 Дж/моль·К, уд. сопротивление 8,13·10⁻⁵ Ом·см (при 25°C). Парамагнитн, магн. восприимчивость 22·10⁻⁶ в. В хим. соединениях проявляет степени окисления +2 и +3.

Природные изотопы Е. обладают высоким сечением захвата тепловых нейтронов, поэтому Е. используются как эфф. поглотители нейтронов. Ед. служат активаторами в разл. люминофорах на основе соединений Y, Eu и др. Лазеры на основе рубина, активированного Eu^{3+} , дают излучение в видимой области спектра. Из радионуклидов наиб. значение имеют β^- -радиоактивные ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13,33$ г.) и ^{154}Eu ($T_{1/2} = 8,8$ г.), применяемые в γ -дефектоскопии и др. целях.

С. С. Гердасов.

ЕДИНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ — единая теория материи, призванная свести все многообразие свойств элементарных частиц и их преобразований (взаимодействий) к небольшому числу универсальных принципов. Такая теория ещё не построена и рассматривается скорее как стратегия развития физики микромира.

Первым примером объединения разл. физ. явлений (эл.-магн., световых) принято считать *Максвелла уравнения*. След. этапом были попытки А. Эйнштейна объединить эл.-магн. и гравитат. явления на основе *общей теории относительности*, связывающей гравитат. взаимодействия материи с геом. свойствами пространства-времени. Предпринимались также попытки объединения взаимодействий на основе нелинейного спиринового поля [В. Гейзенберг (W. Heisenberg), 1958]. Однако существенно продвинулись в этих направлениях не удалось.

Более плодотворным оказался путь расширения глобальной симметрии ур-ний движения до локальной *калибровочной инвариантности*, сирцевидной в каждой точке пространства-времени. Формулировка этого принципа принадлежит Р. Утигме (R. Utiyama), k -рый, в частности, показал (1956), что его применение к симметрии пространства-времени (группе Лоренца) приводит к теории гравитации Эйнштейна. На основе применения принципа локальной калибровочной симметрии к *изотопической инвариантности*, выполненного Р. Л. Миллсом (R. L. Mills) и Янгом (Yang Chen Ning), Ш. Глэшомом (Sh. Glashow), С. Вайнбергом (S. Weinberg), а также А. Саламом (A. Salam), была построена в нач. 70-х гг. объединяющая теория слабого и эл.-магн. взаимодействий *лептонов* и *кварков* (см. *Электрослабое*

взаимодействие). Наиб. success. предсказание этой теории — наличие трёх тяжёлых (в 80–90 протонных масс) слабо взаимодействующих векторных частиц — *промежуточных векторных бозонов*, играющих роль переносчиков слабого взаимодействия (открыты экспериментально в 1983). Делаются попытки включения в эту схему и *капитовой хромодинамики* — теории сильного взаимодействия кварков и глюонов; это т. н. *великое объединение*, объединяющее в одно семейство (одни супермультиплет) кварки и лептоны. Важным предсказанием разл. моделей великого объединения является нарушение законов сохранения барионного и лептонного чисел, приводящее, в частности, к нестабильности протона со временем жизни 10³⁰–10³⁴ лет. Проводятся эксперименты по наблюдению такой нестабильности. Предпринимаются попытки объединения взаимодействий на основе геометрии с составной природой кварков и лептонов (см. *Составные модели лептонов и кварков*).

Др. широким образом объединение, включающим также и гравитат. взаимодействие, является расширение калибровочной симметрии до т. н. *суперсимметрии*, объединяющей частицы с разл. спинами (и, следовательно, с разными статистич. свойствами). Пока эти попытки не привели к достаточно удовлетворительной с физ. точки зрения схеме (см. *Суперравновесия*).

Значит, надежды на объединение всех взаимодействий связываются с теорией *суперструн* в многомерном (двадцатипятимерном или десятимерном) пространстве. При этом имеется возможность сделать мир *единых* измерений (сверх четырёхмерного пространства-времени) замкнутым с радиусом порядка *планковской длины* (~10⁻³³ см) и рассматривать преобразования в нём как преобразования *внутренней симметрии*. На этом пути можно получить теорию, содержащую все взаимодействия всех известных фундам. частиц. Такая теория, однако, предсказывает существование большого кол-ва не наблюдаемых пока *единых* частиц с большой (>1 ТэВ) массой.

А. В. Ефремов.

ЕДИНИЦЫ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН — конкретные физ. величины, k -рым по определению присвоены числовые значения, равные единице. Мн. Е. ф. в воспроизводятся мерами, применяемыми для измерений (напр., метр, килограмм). Исторически сначала появились Е. ф. в. для измерения длины, объёма, массы, времени, причём в разных странах размеры единиц не совпадали. По мере расширения торговли, развития наук и техники число Е. ф. в. увеличивалось, начался их унификация и создание *систем единиц*. В 18 в. во Франции была предложена метрич. система мер, распространявшаяся затем и в др. странах. На её основе был построен ряд метрич. систем единиц, применявшихся в разл. областях физики и техники. Дальнейшее упорядочение Е. ф. в. связано с введением *Международной системы единиц* (СИ).

Е. ф. в. делится на системные, т. е. входящие в k -л. систему единиц, и внесистемные (напр., мм рт. ст., лондонская сила, электронвольт) единицы. Системные единицы подразделяются на основные, выбираемые произвольно (метр, килограмм, секунда и др.), и производные, образуемые по ур-ниям связи между физ. величинами (ньютон, джоуль и т. н.). Для удобства выражения разл. количеств k -л. величины, во много раз больших или меньших Е. ф. в., применяются кратные и дольные единицы. В метрич. системах кратные и дольные единицы (за исключением единиц времени и угла) образуются умножением системной единицы на 10 ^{n} , где n — целое положительн. или отрицат. число. Каждому из этих чисел соответствует одна из десятичных приставок (санти-, кило-, милли-, нано- и т. д.), принятых для образования наименований кратных и дольных единиц.

Лит.: Бурдуй Г. Д., Единицы физических величин, 4 изд., М., 1967; Свеня Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 2 изд., М., 1977; Урдуян Г. Д., Сравнение по Международной системе единиц, 3 изд., М., 1980;

ГОСТ 8.417—81. Гос. система обеспечения единства измерений. Единицы физических величин.

ЕМКОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в цепи переменного тока — реактивная часть сопротивления двухполюсника (см. *Импеданс*), в н-ром sinusoidalный ток опережает по фазе приложенное напряжение подобно тому, как это имеет место в обычном электрич. конденсаторе. В идеальном случае, когда диэлектрич. аполнение конденсатора не обладает потерями, при дисперсии и он характеризуется единственным параметром — емкостью $C = \cos \varphi$, Е. с. определяемое как отношение амплитуд напряжения и тока, равно $X_C = 1/\omega C$ (ω — циклич. частота). При этом ток опережает по фазе напряжение точно на угол $\pi/2$, вследствие чего в среднем за период не происходит ни накопления эл. магн. энергии и конденсаторе, ни её диссипации: дважды за период энергия успевает накачаться внутри конденсатора (в основном в виде энергии эл.трич. поля) и возвратится обратно в источник (или во внеш. цепь).

Принято считать, что если при онсанси времешных процессов через фактор $\exp(i\omega t)$ реактанс (минимал часть импеданса) произвольного двухполюсника оказывается отрицательным, то он имеет емкостный характер: $Z = R + iX$, $X < 0$. Именно этот признак, а не обратная пропорциональность зависимости X от частоты ($X(\omega) \sim \omega^{-1}$) характерен для Е. с. В принципе функция $X(\omega)$ для Е. с. может быть произвольной (известные ограничения накладывают только Крамера—Кронига соотношения); более того, даже реактивная энергия внутри Е. с. не обязательно должна быть преим. электрической: Е. с. вообще может быть воспроизведено с помощью самоуправляемых *фазоинвертируемых* (гираторов). Отметим также, что один из фаз в двухполюсник может вести себя по-разному в разл. диапазонах частот. Так, отрезок двухпроводной линии длиной l , разомкнутый на конце, на низких частотах $\omega \ll \pi c/2l$ имеет Е. с.; в интервале $\pi c/2l < \omega < \pi c/l$ — индуктивное сопротивление; потом снова Е. с. и т. д.

ЕМКОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ (электроемкость, или просто емкость) — характеристика проводящего тела, мера его способности накапливать электрич. заряд. Численно Е. ϵ z равна заряду q , к-рый необходимо сообщить удельному телу для изменения его потенциала Φ на единицу, и определяется соотношением $C = q/\Phi$. Е. ϵ зависит от диэлектрич. проницаемости окружающей среды, формы и размеров тела, не зависит от проводимости вещества и его агрегатного состояния. В частности, в системе СГСЭ Е. ϵ удельного проводящего шара в вакууме численно равна его радиусу r ; Е. ϵ такого же шара, расположенного в однородной изотропной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , равна $C = \epsilon r$. В СИ Е. ϵ проводящего шара, расположенного в диэлектрике с абс. диэлектрич. проницаемостью ϵ_0 , равна $C = 4\pi \epsilon_0 r$. В общем случае Е. ϵ геометрически подобных проводящих тел пропорциональна их линейным размерам.

В СИ единцей измерения емкости является фарад (Ф), в системе СГСЭ — сантиметр емкости (см): $1\text{Ф} = 9 \cdot 10^{11}$ см.

В системе n проводящих тел связь зарядов тел с их потенциалами линейная (см., напр., [1—3]) и описывается тремя способами:

$$\Phi_m = \sum_{k=1}^n \alpha_{mk} q_k; \quad (1)$$

$$q_m = \sum_{k=1}^n \beta_{mk} \Phi_k;$$

$$q_m = C_{mm} \Phi_m + \sum_{k=1}^n C_{mk} (\Phi_m - \Phi_k), \quad (3)$$

где Φ_m и q_m — потенциал и заряд тела m , α_{mm} и α_{mk} — собственные и взаимные (при $k \neq m$) потенциалы, β_{mm} и β_{mk} — собствен-

ные и взаимные ёмкостные коэффициенты, C_{mm} и C_{mk} — собственные и взаимные ёмкости ёмкости. Коэффициенты в (1), (2) и (3) связаны соотношениями:

$$\beta_{mm} = \frac{A_{mm}}{D}, \quad \beta_{mk} = \frac{A_{mk}}{D};$$

$$C_{mm} = \sum_{k=1}^n \beta_{mk}, \quad C_{mk} = -\beta_{mk}, \quad k \neq m,$$

где D — определитель системы (1), A_{mm} и A_{mk} — алгебраич. дополнения α_{mm} и α_{mk} соответственно. В электротехнике обычно пользуются коэф. C_{mm} и C_{mk} . Частичная собственная ёмкость $C_{mm} = q_m/\Phi_m$ при равенстве потенциалов всех тел, а частичная взаимная ёмкость $C_{mk} = C_{km} = -q_m/\Phi_k$ при нулевых потенциалах всех тел, кроме потенциала тела k .

В практических интересном случае двух проводящих тел их Е. ϵ численно равна заряду q , к-рый нужно перенести с одного тела на другое, с тем чтобы изменить разность потенциалов $\Phi_1 - \Phi_2$ на единицу, и определяется соотношением $C = q/(\Phi_1 - \Phi_2)$. Из (3) следует, что в этом случае

$$C = C_{12} + \frac{C_{11}C_{22}}{C_{11} + C_{22}}.$$

Как правило, частичная взаимная Е. ϵ C_{12} двух тел, расположенных на расстояниях, соизмеримых с их размерами, значительно больше частичных собственных Е. ϵ C_{11} и C_{22} .

Е. ϵ двух близко расположенных проводящих пластин без учёта влияния краевых эффектов (в СИ): $C = \epsilon_0 S/d$, где d — расстояние между пластинами, S — площадь пластины. Е. ϵ двух сферич. проводящих поверхностей с общим центром: $C = 4\pi \epsilon_0 r_1 r_2 / (r_1 - r_2)$, где r_1 и r_2 — радиусы внутр. и внеш. поверхностей. Е. ϵ двух соосных цилиндров, проводящих поверхностей без учёта эффектов на концах цилиндров: $C = 2\pi \epsilon_0 l \ln(r_2/r_1)$, где r_1 и r_2 — радиусы поверхностей, l — длина цилиндров. Е. ϵ двухпроводной линии: $C = \pi \epsilon_0 l \ln(d/a - 1)$, где a — радиус проводов, d — расстояние между осями проводов, l — длина линии. Е. ϵ провода воздушной трёхфазной линии, расположенной над землёй: $C = 2\pi \epsilon_0 l / \ln[2hd/(aD)]$, где l — длина линии, h — ср. геом. значение высоты проводов над землёй, d — ср. геом. значение расстояний между проводами, D — ср. геом. значение расстояний между проводами и зеркальными (относительно Земли) изображениями соседних проводов. В СГСЭ в приведённых ф-лах следует замесить ϵ_0 на $\epsilon_0/4\pi$.

В технике для получения нужных величин Е. ϵ используются спец. устройства — конденсаторы. Все др. элементы и устройства, применённые в электрич. цепях разл. назначения, также обладают Е. ϵ . Так, напр., трансформаторы имеют межвитковую ёмкость, ёмкость между выводами, ёмкость между обмотками и т. п., все электронные приборы — межэлектродные ёмкости, протекающие устройства обладают распределённой по длине Е. ϵ и т. д. Влияние этих ёмкостей в не-к-рых режимах может быть существенным.

В теории электрич. цепей Е. ϵ — параметр ёмкостного элемента электрич. схемы, представляющего собой двухполюсник, характеризующийся зависимостью заряда от напряжения $q(U)$, к-рая может быть линейной (в случае линейной ёмкости) или нелинейной (в случае нелинейной ёмкости; см., напр., *Варикам*). Действующие значения sinusoidalных токов I и напряжения в линейной ёмкости связаны соотношением: $U = \chi C I$, где $\chi C = (\omega C)^{-1}$ — ёмкостное сопротивление, ω — круговая частота sinusoidalных токов и напряжения. В нелинейных ёмкостях sinusoidalное напряжение вызывает несinusoidalный ток. Е. ϵ как элемент схемы соответствует элементы цепи — конденсатору при его идеализации.

Лит.: 1) Иосель Ю. Я., Кочанов Э. С., Струнский М. Г., Расчёт электрической ёмкости, 2 изд., Л., 1981; 2) Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд.,

[г. 3] — Электричество, М., 1933; 3) Новожилов Ю. В., Яппа Ю. А., Электродинамика, М., 1978; 4) Неймак и Д. Р., Демирчян К. С., Теоретические основы электротехники, 3 изд., т. 2, Л., 1981. Ф. Н. Шакирянов.

ЕСТЕСТВЕННАЯ ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ — ширина спектральной линии, обусловленная спонтанными квантовыми переходами изолированной квантовой системы (атома, молекулы, ядра и т. д.). Е. ш. с. л. наз. также радиац. шириной.

В соответствии с принципом неопределенности возбужденные уровни i энергии квантовой системы, обладающие конечным временем жизни τ_i , являются квазидискретными и имеют конечную (малую) ширину $\hbar\Gamma_i$ (см. *Ширина уровня*). Энергия возбужденного уровня равна $\epsilon_i - i\hbar\Gamma_i/2$, где $\Gamma_i = \tau_i^{-1} = \sum_k A_{ik}$ — суммарная

вероятность всех возможных квантовых переходов с уровня i (A_{ik} — вероятность перехода на уровень k ; см. *Эйшштейна коэффициент*). Если уровень энергии j , на к-рый переходит квантовая система, также является возбужденным, то Е. ш. с. л. равна $(\Gamma_i + \Gamma_j)$. Вероятность $d\omega_{ij}$ излучения фотонов в интервале частот $d\omega$ при переходе $i \rightarrow j$ определяется ф-лой:

$$d\omega_{ij} = \frac{A_{ij}}{\Gamma_i} \cdot \frac{\Gamma_i + \Gamma_j}{2\pi} \cdot \frac{d\omega}{(\omega - \omega_{ij})^2 + 1/4(\Gamma_i + \Gamma_j)^2}.$$

Для резонансных линий атомов и ионов Е. ш. с. л. равна:

$$\Gamma = A_{ij} = \frac{2e^2\omega_{ij}^3}{3mc^3} |f_{ij}|,$$

где f_{ij} — сила осциллятора перехода $i \rightarrow j$, она очень мала по сравнению с частотой перехода ω_{ij} : $\Gamma/\omega_{ij} \sim \alpha^2(z+1)^2$ (здесь $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, z — кратность заряда иона). Особенно малой шириной обладают *запрещенные линии*.

Естественная ширина линии классич. осциллятора с зарядом e , массой m и собств. частотой ω_0 равна: $\Gamma = 2e^2\omega_0^3/3mc^3$. радиац. затухание приводит также к осещ небольшого смещению максимума линии в сторону меньших частот $\sim \Gamma^2/\omega_0$.

Спонтанные квантовые переходы, определяющие конечную ширину уровней энергии и Е. ш. с. л., во всегда происходит с испусканием фотонов. Напр., при определ. условиях могут происходить процессы, сопровождающиеся испусканием одного или неск. электронов (см. *Же-эффект*, *Ионизация полем*). В ряде случаев, напр. в возбужденных ядрах, аннигиляц. состояниях атомов, значения ширины уровней могут оказаться сравнимыми с расстояниями между уровнями энергии; при этом спектр системы можно считать непрерывным (см. *Слабая спектр*).

Лит.: Гайдар В. В., Квантовая теория излучения, (Иер. с. англ.), М., 1956; Берестецкий В. В., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., 1968; см. также лит. при ст. *Атом*, *Молекула*.

ЕСТЕСТВЕННЫЕ СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ — системы единиц измерений, в к-рых за осн. единицы приняты фундам. постоянные — скорость света в вакууме c , гравитац. постоянная G , постоянная Планка \hbar , постоянная Больцмана k , число Авогадро N_A и др. В обычных системах единиц размер осн. единиц выбирают произвольно; этот выбор определяет значение коэф. в разл. физ. соотношениях. В Е. с. е. приняты за единицы сами эти коэф., являющиеся мировыми постоянными, и при этом условия на физ. соотношения вычисляются единицы разл. физ. величин. Т. о., вид соответствующих ур-ний физики значительно упрощается. В разл. областях применяются разл. Е. с. е., в к-рых ур-ния освобождаются от коэф., содержащих размерные постоянные. Е. с. е. можно в принципе воспроизвести в лаборатории без сравнения с эталонами.

В Е. с. е. Планка принято $c = \hbar = G = k = 1$; она названа в честь М. Планка (M. Planck), к-рый впервые

указал на возможность построения такой системы в 1899 (до введения *Планка постоянной*), вместо нее Планк выдвигал постоянную Вина b , к-рая, как впоследствии было установлено, выражается через \hbar и k : $b = \hbar/k$. Планковской Е. с. е. пользуются в космологии; она особенно удобна для описания процессов, в к-рых одновременно существуют квантовые и гравитац. эффекты, напр. в теории *черных дыр* и теории ранней Вселенной.

Е. с. е. решила проблему естеств. единиц длины. Так, напр., *комптоновская длина волны* λ_0 , различная для разл. элементарных частиц, задается массой M частицы: $\lambda_0 = \hbar/Mc$. В теории тяготения масштаб длины определяется гравитац. радиусом $r_g = 2GM/c^2$, также связанным с массой M . В планковской системе единиц за единицу длины L_P берется ср. геометрическое λ_0 и r_g :

$$L_P = \sqrt{\frac{1}{2} r_g \lambda_0} = (\hbar G/c^3)^{1/2},$$

к-рое не зависит от масс. Др. способ введения Е. с. е. состоит в определении планковской единицы массы M_P из условия $GM_P/\hbar c = 1$, где левая часть представляет собой гравитац. аналог *тонкой структуры постоянной*.

Ниже приведена таблица значений тонкой единицы планковской системы в единицах СИ:

Физ. величина	Формула	В единицах СИ
Длина L_P	$(\hbar G/c^3)^{1/2}$	$1,616 \cdot 10^{-35}$ м
Время T_P	L_P/c	$0,533 \cdot 10^{-42}$ с
Частота Ω_P	$1/T_P$	$1,8552 \cdot 10^{42}$ с ⁻¹
Энергия \mathcal{E}_P	$\hbar \Omega_P$	$1,9564 \cdot 10^8$ Дж
Масса M_P	\mathcal{E}_P/c^2	$2,176 \cdot 10^{-8}$ кг

Иногда через фундам. постоянные выражают единицу заряда $Q_P = (\hbar c)^{1/2} = 1,8756 \cdot 10^{-18}$ Кл и сопротивление $R_P = 1/c = 29,98$ Ом. Точность единиц ограничивается точностью, с к-рой определена гравитац. постоянная $G = 6,6745 (\pm 0,0008) \cdot 10^{-11}$ м³ кг⁻¹ с⁻².

В теории *электрослабого взаимодействия* используется система, в к-рой единица длины L_F определяется, исходя из константы Ферми (константы слабого четырехфермионного взаимодействия, см. *Слабое взаимодействие*), в обычных для физики высоких энергий единицах:

$$L_F = (G_F/\hbar c)^{1/2} = 0,67392(7) \cdot 10^{-16}$$
 см,

единица энергии в ней равна

$$\mathcal{E}_F = (\hbar^2 c^2/G_F)^{1/2} = 292,807(3)$$
 ГэВ.

В модели *великого объединения* (ВО) вводятся система, точные масштабы единиц к-рой пока не определены. Оценка масштаба единиц такой системы:

$$L_{BO} \sim 10^{-29}$$
 см $\sim 10^{-4}$ L_P

$$\mathcal{E}_{BO} \sim 10^{15}$$
 ГэВ $\sim 10^{-4}$ \mathcal{E}_F

отражает иерархич. масштабов в совр. эволюц. модели Вселенной.

Последние две Е. с. е. отличаются от планковской тем, что они но существу связаны с определ. массой — массами W - и Z -бозонов, определяющими соответственно электрослабое взаимодействие и великое объединение. Планковская же масса не обязательно связана с бозоном, т. к. гравитация не требует существования промежуточного бозона, передающего взаимодействие.

В атомной физике применяется система атомных единиц Хартри. В качестве осн. единиц в ней приняты заряд электрона, его масса и борковский радиус; как

и в планковской, в такой системе, постоянная Планка равна 1.

Лит.: Вете Г., Солдатов Э. Квантовая механика атома с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960.
Н. А. Смордицкий.

ЕСТЕСТВЕННЫЙ СВЕТ (используемый свет) — совокупность некогерентных световых волн со всеми возможными направлениями напряжённости эл.-магн. поля, быстро и беспорядочно сменяющимися друг друга. При этом все направления колебаний, перпендикулярные к световым лучам, равновероятны, т. е. Е. с. обладает осевой симметрией относительно направления распространения. Свет, испускаемый отд. центром излучения (атомом, молекулой, узлом кристалла, решёткой и т. п.), обычно поляризован линейно и сохраняет состояние поляризации в течение 10^{-8} с и меньше (это следует из экспериментов по наблюдению интерференции световых пучков при большой разности хода, когда, следовательно, могут интерферировать волны, испущенные в начале и в конце указанного временного интервала). В следующем свете излучения свет может обладать др. направлением поляризации. Обычно одновременно наблюдается излучение огромного числа центров, различно ориентированных и меняющих ориентацию по законам статистики. Это излучение и является Е. с.

Мн. источники света (раскалённые тела, светящиеся газы) испускают свет, близкий к Е. с., но всё же в небольшой степени поляризованный. Это объясняется прохождением света внутри источника от глубинных слоев наружу и прохождением света через среду от источника к наблюдателю (поляризация при отражении, при рассеянии света средой, дихроизм среды и т. п.). Близок к Е. с. прямой солнечный свет.



ЖДУЩЕЕ УСТРОЙСТВО — импульсная электронная схема, к-рая при подаче внеш. запускающего сигнала переходит из исходного устойчивого состояния в квазиустойчивое, а затем под действием внутр. процессов возвращается в исходное состояние. Процессы переходов несут нарастающий, лавинообразный характер. Ж. у. обычно используют для формирования импульсов под воздействием входного запускающего сигнала, причём длительность выходных импульсов определяется параметрами схемы. Примером Ж. у. может служить ждущий мультивибратор (одновибратор). Нек-рые релаксац. генераторы (напр., блокнот-генератор, фантэстрон) могут быть переведены в ждущий режим и действовать как Ж. у. И наоборот, ждущие мультивибраторы изменением параметров и режима питания можно перевести в режим автоколебаний.

Лит.: Ицхоки И. С., Олиничков Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Гольдберг Г. И. М., Импульсные устройства, М., 1981. В. Х. Кришчак.

ЖЕЛЕЗО (Fe²⁺), Fe, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, ат. номер 26, ат. масса 55,847. В природе Ж. представлено четырьмя стабильными изотопами: ^{54}Fe (5,82%), ^{56}Fe (91,66%), ^{57}Fe (2,19%) и ^{58}Fe (0,33%). Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $3d^6 4s^2$. Кристаллохим. радиус атома Fe 0,126 нм, радиус иона Fe^{2+} 0,080 нм, иона Fe^{3+} 0,067 нм. Энергия последоват. ионизации 7,893, 16,148, 30,65 эВ. Значение электроотрицательности 1,64.

Чистое Ж. — блестящий серебристо-белый вязкий и ковкий металл. α -Fe обладает объёмноцентрированной кубич. решёткой (при 20 °С постоянная решётки $a = 0,286645$ нм); при темп-рах 910—1400 °С Ж. α -Fe пе-

редоходит в γ -Fe с гранциентрированной кубич. решёткой ($a = 0,364$ нм). До точки Кюри ($t = 769$ °С) α -Fe ферромагнитно. выше — парамагнитно. Парамагн. Ж. α -Fe, устойчивое при темп-рах 769—910 °С, иногда рассматривают как особую модификацию Ж. — β -Fe, а Ж. с решёткой α -Fe, устойчивое при темп-рах от 1400 °С по темп-ры плавления (1539 °С), — как модификацию δ -Fe ($a = 0,294$ нм). Плотн. α -Fe = 7,872 кг/дм³ (при 20 °С), γ -Fe = 8,0—8,4 кг/дм³, δ -Fe = 7,3 кг/дм³, $t_{\text{крит}} = 2872$ °С. Темп-ра Дебая $\theta_D = 445$ К.

Теплоёмкость Ж. зависит от его структуры и сложным образом меняется с темп-рой, ср. уд. теплоёмкости 641 Дж/кг·К. Теплод. плавления 13,77 кДж/моль, теплод. испарения 350 кДж/моль. Модуль Юнга 190—210 ГПа, модуль сдвига 84 ГПа, кратковрем. прочность на разрыв 170—210 МПа, ν по Бриллюэну 450—900 МПа, температурный коэффициент линейного расширения 1,47·10⁻⁵ К⁻¹ (при 20 °С). Теплопроводность 74 Вт·м·К⁻¹. Уд. сопротивление 9,7·10⁻⁸ мкОм·м, термич. коэф. сопротивления 6,57·10⁻³ К⁻¹ (0—100 °С). Магн. момент атома Fe 2,218 μ_B (μ_B — магнетон Бора).

В соединениях Ж. проявляет 2-й, 6-й, 8-й степени окисления +2 и +3, реже 0, +1, +4, +6 и -8. В сухом воздухе покрывается устойчивой оксидной плёнкой, но в влажном — подвергается коррозии. Быстро корродирует в водных растворах, как правило, устойчиво в щелочных растворах, концентриров. растворах азотной и серной кислот. Ж. используют для изготовления сердечников электромагнитов, ядерей электромашин. Из искусств. радиоактивных изотопов наиб. значение имеют ^{59}Fe (электронный захват, $T_{1/2} = 2,72$ г.) и β -радиоактивный ^{59}Fe ($T_{1/2} = 44,6$ сут.).

С. С. Березновский.

ЖЕЛТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — одна из гидромагн. неустойчивостей плазмы, обусловленная искривлением силовых линий удерживающего плазму магн. поля. Наз. также в е р е с т а н о в о ч н о й неустойчивостью. Ж. н. присуща замкнутым магн. конфигурациям и очень часто развивается в зеркальных магнитных ловушках, не обладающих ср. минимумом магн. индукции, типа простых пробирочнов. (в таких ловушках силовые линии магн. поля искривлены не внутр. удерживаемой плазмой, а наружу, см. Открытые ловушки). Развитие Ж. н. сопровождается выбросом плазмы поперёк магн. поля в виде выплывающих вдоль силовых линий языков плазмы (желтков). Время развития Ж. н. $t \sim \sqrt{aRM/T}$, где a — малый радиус плазменного шнура, M — масса понов, T — темп-ра плазмы, R — радиус кривизны силовых линий удерживающего плазму магн. поля. В магнитных ловушках, используемых для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза, Ж. н. может развиваться за очень короткое время $t \approx 10^{-8}$ с. Для подавления Ж. н. в зеркальных магн. ловушках вводят снап, проводящий с током, обеспечивающие ср. минимум магн. индукции в системе.

Лит. см. при ст. Неустойчивости плазмы. А. А. Рухадзе.

ЖЕСТКАЯ ФОКУСИРОВКА — то же, что сильная фокусировка.

ЖЕСТКИЕ ПРОЦЕССЫ — в физике элементарных частиц — высокоэнергетич. процессы, в к-рых каждой из регистрируемых вторичных частиц соответствует большой импульс. Более точно, в Ж. н. величина произведения $2\rho_{\text{сп}}(\theta/2) \approx 1$ ГэВ/с для каждой из регистрируемых частиц, где ρ и θ — импульс и угол вылета вторичной частицы в системе покоя к. л. из нач. частиц. К Ж. н. относятся *инклюзивные процессы* с большим поперечным импульсом (см. Множественные процессы), *кумулятивные процессы*, *глубоко неупругие процессы*, процессы рождения адронных струй, упругое рассеяние на большие углы и др. Сечение Ж. н. в модели *партонов* и в *капитовой хромодинамике* выражается через ф-ции распределения партонов в адронах, ф-ции фрагментации партонов в адроны и сечение *кварк-глюонного подпроцесса*, к-рое вычисляется по теории возмущений.

Ж. п. являются осн. источником информации о структуре частиц и о динамике кварк-глюонных взаимодействий. Так, их асимптотич. поведение с ростом передающей амплитуды в грубом приближении определяется числом взаимодействующих кварков (см. *Кварковая система правая*). Учёт динамики взаимодействия кварков и глюонов приводит к нарушениям правил автомодельности и правил кваркового счёта, к-рые наблюдаются экспериментально.

ЖЕСТКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ — режим возбуждения колебаний, при к-ром автоколебания возникают лишь при наст. точке достаточной амплитуды, в отличие от м. и т. к. о. возбуждения автоколебаний, возникающих вследствие наличия малых флуктуаций и самой автоколебат. системы. См. также *Автоколебания*.

ЖЕСТКОПЛАСТИЧЕСКОЕ ТЕЛО — абстрактная (матем.) модель пластич. тела, основанная на возможности пренебречь в ряде случаев упругими деформациями

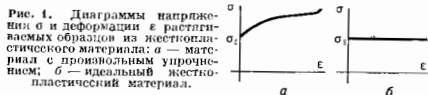


Рис. 1. Диаграммы напряжений и деформации в растягиваемых образцах из жесткопластического материала: а — материал с произвольным упругим числом; б — идеальный жесткопластический материал.

тела по сравнению с пластическими. Использование понятия Ж. т. приводит к идеализированным соотношениям между напряжением σ и деформацией ϵ (рис. 1).



Рис. 2. Растяжение плоского толстого образца. АСВЕ — упругая область; АСВ — жесткопластическая область.

Реальные пластич. тела можно рассматривать как Ж. т., если оно находится в условиях, когда пластич. деформация не ограничена величиной упругих деформаций (напр., при образовании шейки в образце при растяжении, рис. 2). В противном случае пластич. деформирование является стесненным (напр., в толстостенной трубе под действием внутр. давления внутр. часть находится в пластич. состоянии, а внешняя — испытывает упругие деформации, ограничивающие величину пластич. деформаций) и понятие Ж. т. физически не оправдано.

Модель Ж. т. позволяет учесть в идеализированном виде такие свойства материалов, как пластич. течение, упрочнение, *Баушингера эффект*, анизотропию и т. п. Большое развитие в матем. пластичности теории получила теория идеального (т. е. неупрочняющегося) Ж. т. (рис. 1, б).

Лит.: Прагер В., Хоблэн Ф. Г., Теория идеальной пластичности, пер. с англ., М., 1965; Хилл Р., Математическая теория пластичности, пер. с англ., М., 1965; Иллв в Д. Д., Теория идеальной пластичности, М., 1966.

ЖЕСТКОСТЬ — способность тела или конструкции сопротивляться образованию деформаций. Если материал подчиняется *Зука закону*, то характеристикой Ж. являются *модуль упругости E* — при растяжении, сжатии, изгибе и *G* — при сдвиге.

При растяжении — сжатии Ж. характеризуется коэф. *ES* в соотношении $\epsilon = F/ES$ между растягивающей (сжимающей) силой *F* и относит. удлинением в стержня с площадью поперечного сечения *S*. При кручении стержня круглого поперечного сечения Ж. характеризуется величиной *GI_p* (где *I_p* — полярный момент инерции сечения) в соотношении $\phi = M/GI_p$ между крутящим моментом *M* и относит. углом закручивания стержня ϕ . При изгибе бруса *J*, равная величине *EI*, входит в соотношение $\chi = M/EI$ между изгибающим моментом *M* (моментом нормальных напряжений в поперечном сечении) и кривизной изогнутой оси бруса χ

(где *I* — осевой момент инерции поперечного сечения), а при изгибе пластинки и оболочек под Ж. понимают величину, равную $Eh^3/12(1-\nu^2)$, где *h* — толщина пластинки (оболочки), ν — коэф. Пуассона.

Ж. имеет существен. значение при расчёте конструкций на устойчивость.

ЖИДКИЕ ДИЭЛЕКТРИКИ — молекулярные жидкости с диэлектрической проницаемостью $\epsilon \leq 10^{-8}$ см⁻¹, в к-рых электроны связаны ковалентными связями в молекулах, а между молекулами действуют ван-дер-Ваальсовы силы. Ж. д. являются насыщенными (C_2H_{2n+2}), ароматические (бензол — C_6H_6 , толуол — $C_6H_5CH_3$, кислота — $C_6H_4(CO_2)_2$), дурол — $C_8H_{12}(Cl)_2$), хлорированные и фторированные углеводороды, ненасыщенные нафталиновые и вазелиновые масла, кремнийорганич. соединения (полиорганосилоксаны), сжиженные газы, дистиллированная вода, расплавы некр-рых халькогенидов и др.

Близкий порядок Ж. д. определяется преим. теми же структурными асимметрии, что и в соответствующих кристаллич. или аморфных фазах (см. *Дальний и ближний порядок*). В нек-рых из них (бензол, орто- и парадихлорбензол, толуол, нафталин и др.) при переходе из твёрдого состояния в жидкое сохраняется форма молекул и мало изменяется их взаимное расположение. В других (н-парафины) при нагревании плавлению предшествуют полиморфные превращения, а само плавление сопровождается сильными изменениями упаковки молекул. Инертные газы, имеющие в твёрдом состоянии гранцентрированную решётку с координационным числом $Z=12$, в жидком состоянии имеют $Z=8,5$. В Ж. д. при повышении темп-ры *T* возможны структурные изменения (изменения ближнего порядка). Они могут оказывать существен. влияние на свойства Ж. д.: напр., вязкость и электропроводность жидкой серы в интервале $T \sim 433-453$ К изменяются в 10^4 раз, что обусловлено разупорядочением высокомолекулярных и появлением низкомолекулярных образований серии S_x ($x=2, 3$).

В электрич. полях Ж. д. свойственной электронной и ориентац. поляризации (см. *Диэлектрики*), их диэлектрическая проницаемость (статич.) может достигать значений $\epsilon \sim 10^2$ (для частоты $\sim 10^8$ Гц). Собств. ирродимость Ж. д. имеет электронную и ионную составляющие. Она обусловлена автоэлектронной эмиссией с катода, электролитич. диссоциацией молекул, ионизацией молекул (в результате воздействия радиоакт. загрязнений, космич. лучей и др.). В насыщенных углеводородах наименьшей хим. чистоты собственная ирродимость $\sim 10^{-17}$ см⁻¹. Загрязнения Ж. д. (включая радиоактивные) увеличивают о за счёт возрастания кол-ва ионов и заряд. коллоидных частиц. По величине подвижности μ ионов Ж. д. близки к электролитам: для углеводородов типа C_nH_{2n+2} ($n=5-9$) подвижность связана с вязкостью η соотношением: $\mu = A \cdot \eta^{-1/2}$ (*A* — константа вещества).

В сильных электрич. полях происходит электрич. пробой Ж. д., механизм к-рого (тепловой или электронной) зависит от природы жидкости, её чистоты, темп-ры, материала электродов и др. Загрязнения, как правило, снижают электрич. прочность Ж. д. Повышение темп-ры сопровождается снижением пробивного напряжения вследствие уменьшения плотности и вязкости и возрастания подвижности электронов и ионов.

Ж. д. применяются в электронизол. технике в качестве пропитывающих и заливочных составов при производстве электро- и радиотехнич. аппаратуры.

Лит.: Адамчикевич И., Электрическая проводимость жидких диэлектриков, пер. с польск., Л., 1972; Польша в в. Ю. Г., Структура полупроводниковых расплавов, М., 1984.

Ю. Г. Полтовец.

ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ (мезофазы, мезоморфное состояние вещества, анизотропная жидкость) — вещества в состоянии, промежуточном между твёрдым кристаллическим и изотропным жидким. Ж. к., сохраняя осн. черты жидкости, напр. текучесть, обладают характерной особенностью твёрдых кристаллов — анизотропией

свойств. В отсутствие внеш. воздействия в Ж. к. анизотропы диэлектрич. проницаемость (тензор ϵ_{ijk}), диаматн. восприимчивость (χ_{ijk}), электропроводность (σ_{ijk}) и тензор проводности (κ_{ijk}). В Ж. к. наблюдаются двойное лучепреломление и дихроизм.

Общие сведения. Ж. к. были открыты в 1888 Ф. Рейнхитцером (F. Reihitzer), но долгое время оставались мало изученными. Вторично интерес к Ж. к. возник в связи с перспективами их использования (см. ниже). Ж. к. состоит из молекул удлиненной или дискообразной формы, взаимодействие между к-рыми стремится выстроить их в определ. порядке (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). При высоких темп-рах тепловое движение препятствует этому и вещество представляет собой обычную жидкость. При темп-рах ниже критической в жидкости появляется выделенное направление, вдоль к-рого врем. ориентированы длинные или короткие оси молекул. В случае дуосных Ж. к. упорядочены ориентации как длинных, так и коротких осей молекул. Небольшие отклонения осей от выделенного направления обусловлены тепловыми колебаниями молекул.

По способу получения Ж. к. делятся на термотропные и литротропные. Термотропные Ж. к. образуются при нагревании твердых кристаллов или охлаждении изотропной жидкости и существуют в определ. температурном интервале. Литротропные Ж. к. образуются при растворении твердых органич. веществ в разл. растворителях, напр. в воде. И те и другие обычно имеют неск. модификаций — жидкокристаллич. фаз, каждой из к-рых на фазовой диаграмме соответствует определ. область. Температурный интервал существования жидкокристаллич. фаз зависит от вещества и может находиться как при низких (до -60°C), так и при высоких темп-рах (до 400°C).

Известно неск. тысяч органич. соединений, образующих Ж. к. Молекулы типичного термотропного Ж. к. — 4-метоксибензилдиал-4'-бутиланилина (МББА) по форме похожи на стержни (рис. 1). Наличие 2 или 3 бензольных колец в молекуле типично для Ж. к. Если молекулы

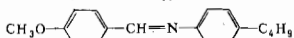


Рис. 1. Структурная формула МББА

Ж. к. содержат 1 кольцо, то структурной единицей стержнеобразной формы оказываются 2 связанные молекулы. Вместо бензольных колец в молекулах Ж. к. встречаются циклооксаноные, бициклооксаноные и гетероциклич. фрагменты. Центр. мостики, связывающие кольца и концевые фрагменты, разнообразны. К литротропным Ж. к. относится система мыло — вода, представляющие собой растворы т. н. амфифильных соедине-

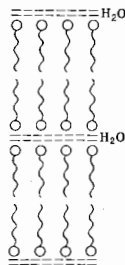


Рис. 2. Литротропная ламеллярная фаза.

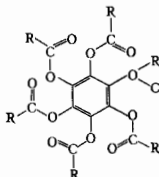


Рис. 3. Структурная формула бензол-гекса-п-алканатов.

ний. Молекулы таких веществ состоят из двух частей, одна на к-рых (полярная головка) обладает дипольным электрич. моментом, растворима в воде, но нерастворима в углеводородах, а вторая (углеводород-

ная цепочка), наоборот, нерастворима в воде. Такая избирательность приводит к возникновению ламеллярных и жидких (слоистых) фаз в водных растворах, в к-рых полярные головки амфифильные образцы к водным слоям, а углеводородные цепочки — друг к другу, образуя бислов (рис. 2).

К веществам с дискообразными молекулами относятся, напр., бензол-гекса-н-алканаты (рис. 3). В процессе карбонизации органич. веществ (конечные продукты — коксы и графит) вследствие термич. разрушения и хим. реакций образуются большие дискообразные молекулы и соответствующие углеводородные Ж. к. как промежуточные состояния.

Известны также нолитропные Ж. к., в к-рых жидкокристаллич. структура образуется либо стержнеобразными фрагментами осп. цепей молекул (длинными полимерными), либо боковыми цепями, присоединенными к осн. цепи глубокими связями (глубокими разрывами полимеров).

Структура и классификация фаз. Для описания дальнего ориентации, порядка молекулярных осей вводят единичный вектор L , наз. директором, указывающий направление, вдоль к-рого в среднем ориентированы выделенные молекулярные оси (см. *Дальний и ближний порядок*). В известных одноосных Ж. к. ориентация, порядок не является полярным, т. е. в таких Ж. к. направления L и $-L$ эквивалентны, и все физ. свойства в них зависят только от квадратичных комбинаций компонент вектора L . Одноосные жидкокристаллич. структуры (фазы) принято классифицировать по виду ф-ции плотности вещества $\rho(r)$ (r — пространств. координата) и их локальной ориентации $L(r)$. Фаза с $\rho = \text{const}$ и $L = \text{const}$ наз. нематической Ж. к. Нематич. Ж. к., как и обычная жидкость, характеризуется хаотич. распределением центров тяжести молекул (рис. 4). Благодаря сильному рассеянию света на



Рис. 4. Нематическая жидкая кристаллич.

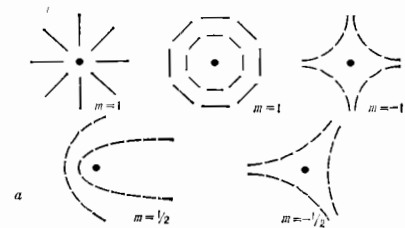


Рис. 5. Дискликации в нематических жидких кристаллах: а — дискликации (указаны стрелками), наблюдаемые в изотропизированном микроскопе; жирные линии, выходящие из острия конуса, — области, где директор плавно изменяет ориентацию; б — ориентация молекул в окрестности точек выхода дискликации на плоскость рис.

тепловых флуктуациях ориентации $L(r)$ нематич. Ж. к. выглядит как мутная непрозрачная жидкость. В поляризац. микроскоп видны тонкие нити (отсюда назв., от греч. нѳμα — нить), к-рые связаны с особенностями

и ориентации молекул, — это особые длины, наз. *дисклинациями*, на к-рых направление L не определено. Дисклинация характеризуется индексом (силой) m — числом, показывающим, что при обходе дисклинации по замкнутому контуру в перпендикулярной ей плоскости директор L поворачивается на угол $2\pi m$ (рис. 5, 6). Особые точки на рис. 5, 6 являются выходом дисклинаций на плоскость рисунка. Число m может быть целым или полуселым и сохраняется вдоль дисклинации.

С мектическими Ж. к. (от греч. *smektos* — мыло) характеризуются $L = \text{const}$, а $\rho(r)$ периодична вдоль выделенной оси z и постоянна в плоскости xy (рис. 6).

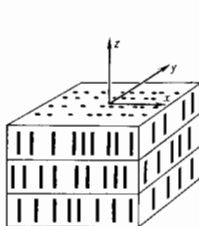


Рис. 6. Сметическое жидкое кристаллы типа А.

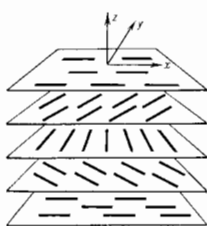


Рис. 7. Холестерические жидкие кристаллы.

Ф-ция $\rho_{12}(r_{12})$ имеет сложную ступенчатую зависимость, что обусловлено идеальностью дальнего трансляц. порядка вдоль единиц. явления z в погранич. трёхмерном теле (по двум направлениям в плоскости xy есть только ближний трансляц. порядок). В слоях конечной толщины тепловые флуктуации не могут нарушить трансляц. порядок фаз А и С, а вдоль выделенной оси z . Сметич. фаза С (рис. 8) имеет такую же слоистую структуру, что и фаза А, однако преимуществ. направление длинных осей параллельных молекул составляет нек-рый угол θ с нормалью к сметич. плоскостям. Если молекулы хиральны, то они поворачиваются от слоя к слою относительно z , образуя спиральную струк-

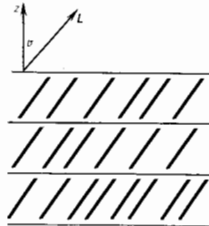


Рис. 8. Сметическая фаза С.

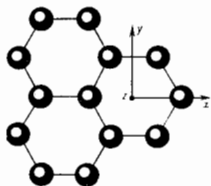


Рис. 9. Сметическая фаза В (показана проекция молекул на плоскость слоев).

Молекулы расположены слоями, к-рые могут скользить относительно друг друга, обуславливая текучесть таких Ж. к. вдоль слоев. Относительно нагружения перпендикулярно этим слоям (оси z) они ведут себя как твердое тело.

Холестерические Ж. к. характеризуются $\rho(r) = \text{const}$ и макроскопич. модулированной структурой, при чем концы векторов L образуют в пространстве спираль (рис. 7). В плоскости xy холестерич. Ж. к. обладают такой же текучестью, как нематич. Ж. к., а вдоль оси спирали (оси z) их механич. свойства сходны со свойствами сметич. Ж. к.

Макроскопич. описание с помощью директора L отражает анизотропию взаимной корреляции между положениями разл. атомов в Ж. к. Всё многообразие жидкокристаллич. структур и возможных структурных превращений в Ж. к. описывается с помощью многочастичных корреляций в расположении атомов. В случае структур, обладающих центром симметрии, исследуется парная межатомная коррелиц. ф-ция $\rho_{12}(r_{12})$, где r_{12} — расстояние между атомами 1 и 2, а $\rho_{12}^2 V_2$ соответствует наити атом 2 в объеме dV_2 при заданном положении атома 1. Экспериментально ф-ция $\rho_{12}(r_{12})$ находится по сфур-образу $\rho_{12}(q)$ в обратном пространстве q методами рентгеновского структурного анализа. Используя распределение интенсивностей в разл. рефлексах, получают ряд характеристик жидкокристаллич. фаз: ρ_{12} распределение проекций осей молекул на плоскость xy , перпендикулярную директору L ; ф-цию угл. распределения осей молекул $D(\theta)$, описывающую статистику угл. разброса длинных молекулярных осей около гл. осей L ; ф-цию поворотов $f(\varphi)$, характеризующую статистику поворотов коротких молекулярных осей в плоскости xy .

В нематич. фазе ф-ция $\rho_{12}(r_{12})$ экспоненциально спадает на больших расстояниях. Для описания хиральных структур (см. Хиральная симметрия молекулы), напр. холестерич. Ж. к., не имеющих плоскостей симметрии, необходимы более сложные коррелиц. ф-ции, напр. четырёхчастичные корреляции между положениями атомов.

Сметич. Ж. к. имеют большое число модификаций (сметич. фаз А, В, С, ...), различающихся симметрией и особенностями коррелиц. ф-ций. В фазе А (рис. 6)

туру (фаза \tilde{C}). Шаг спирали $h = 2\pi l / \alpha$, где l — толщина слоя, α — угол поворота молекул в двух соседних слоях.

Фаза В, в отличие от фаз А и С, обладает гексагональной упорядоченностью в плоскости xy , если образец имеет толщину, много большую длины молекулы (рис. 9). При этом различают 2 типа фаз В: 1) с δ -функционной зависимостью $\rho_{12}(q)$, что соответствует трёхмерному упорядочению центров масс молекул, степень к-рого зависит от величины межслоистого взаимодействия; 2) с зависимостью $\rho_{12}(q) \sim r_0^3 [1 + r_0^2(q-k)^2]^{-1}$, где r_0 — коррелиц. радиус, k — вектор обратной решетки, что соответствует дальнему ориентац. порядку межмолекулярных связей и ближнему трансляц. порядку центров масс молекул в плоскости xy . Возможно, что нек-рые низкосимметричные сметич. Ж. к., существующие при более низких темп-рах, являются, как и фаза В типа 1, являющимися трёхмерными кристаллами.

Если толщина сметич. Ж. к. сравнима с длиной молекулы, дальний трансляц. и ориентац. порядки невозможны вследствие сильных тепловых флуктуаций положения центра масс и ориентации молекул. Однако в этом случае при пониженных темп-рах происходит фазовый переход в состояние, к-рое характеризуется ступенчатой зависимостью коррелиций в положении центров масс и ориентации молекул, пророриональной $[q-k]^{-2+2\eta}$, где η — критич. индекс (см. Фазовый переход).

Фазовые превращения. Фазовые переходы между жидкокристаллич. модификациями трактуются как точки изменения симметрии вещества и описываются феноменологич. теорией Ландау. Параметрами порядка в Ж. к., характеризующими нарушение симметрии, являются разл. величины. Напр., в одноосном нематич. Ж. к. параметром ориентац. порядка, описывающим фазовый переход I рода между изотропной жидкостью и нематич. Ж. к., служат тензор с компонентами:

$$S_{ik}(r) = S(r) \left[L_i(r) L_k(r) - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right] \quad (1)$$

(δ_{ik} — символ Кронекера), где степень порядка $S(r)$ определяет долю молекулярных осей, ориентированных вдоль $L(r)$ в данной точке. Выше темп-ры перехода $S=0$, в точке перехода S изменяется скачком до значе-

нии 0,4, а по повышению темп-ры S увеличивается до значений 0,6—0,8. Нек-рые литротропные нематик. ЖК. к. двуосны. Упорядочение как длинных, так и коротких осей молекул описывается тензором S_{ik} более общего вида. Тензор S_{ik} более общего вида служит также параметром порядка для описания фазового перехода I рода из литротропной жидкости в холестерик. ЖК. к. При этом двуосность структуры возрастает с увеличением её спиральной закрученности, характеризующейся волновым вектором $q = 2\pi/h$, где h — шаг спирали. В узком температурном интервале вблизи точки изотропно-холестерик. перехода — у нек-рых жидкостей существуют т. н. «голубые фазы», обладающие двуосностью и спиральной закрученностью вдоль некск. направлений. Голубые фазы имеют кубич. пространств. решётку, к-рая образуется некск. волновыми векторами q_{α} .

В смектик. фазе A ориентац. порядок приблизительно фиксирован (директор L ориентирован вдоль оси z , $S(r) = \text{const}$), а параметром трансляц. порядка (в образце огранич. размером), описывающим переход II рода в нематик. фазу, служит изменение плотности вещества $\rho(z) = \Psi \cos(kz + \alpha)$, где Ψ — амплитуда, α — фаза, k — волновое число структуры. Существуют смектик. фазы A , имеющие плотность к-рых характеризуются двумя волновыми числами k_1, k_2 и соответственно двумя амплитудами Ψ_1, Ψ_2 и фазами α_1, α_2 . При этом числа k_1 и k_2 могут быть как соразмерны (кратны друг другу), так и несоразмерны.

В смектик. фазе B параметром порядка служат периодич. изменение плотности вещества в плоскости xy $\rho(r, y)$ либо тензор, характеризующий ориентац. порядок межмолекулярных связей в плоскости xy . В первом случае переход между фазами A и B — I рода, во втором — может быть фазовым переходом II рода.

В смектик. фазе C (рис. 8) приблизительно фиксированы степень ориентац. порядка S и изменение плотности вещества $\rho(z)$, а параметром порядка, описывающим переход II рода в фазу A , служит отклонение δL директора L от оси z . В системе хиральных молекул переход II рода из фазы A в фазу C сопровождается возникновением спонтанной электрич. поляризации \mathfrak{P}



Рис. 10. Ориентация директора L и электрической поляризации P в хиральной смектической фазе C .

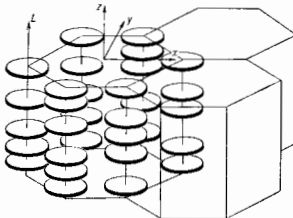


Рис. 11. Двумерная кристаллическая решётка в жидком кристалле, состоящем из двумерных молекул.

вследствие отсутствия плоскостей симметрии в хиральной фазе C (рис. 10). Вектор спонтанной поляризации \mathfrak{P} перпендикулярен кристаллич. оси z и директору L , причём его абс. значение пропорц. $|\delta L|$. В хиральной фазе C пространств. распределения $\mathfrak{P}(r)$ и $L(r)$ неоднородны и, так же как в холестерик. ЖК. к., концы этих векторов образуют в пространстве спирали.

Фазовые переходы II рода в ЖК. к., как и в твёрдых кристаллах, сопровождаются критическими явлениями. Напр., в окрестности точки перехода между ЖК. к. нематик. и смектик. типа A аномально возрастает теплоёмкость; в окрестности точки перехода между смектик.

фазами A и C угол наклона молекул в фазе C имеет степенную температурную зависимость с критич. индексом $\nu \approx 1/2$ и т. д. В нек-рых органич. соединениях наблюдаются т. н. «возрастные» жидкокристаллические фазы, появляющиеся при охлаждении вещества ниже темп-ры существования первых нематик., холестерик. и смектик. фаз.

Существуют литротропные и термотропные ЖК. к., имеющие двумерные структуры (рис. 11), описываемые ф-цией плотности $\rho(x, y)$; у них твёрдые решётки (гексагональные и квадратные) составлены из жидких столбиков, вдоль к-рых центры масс молекул расположены беспорядочно. Двумерной решёткой обладают мн. ЖК. к., состоящие из дискообразных молекул (рис. 3).

Анизотропия магнитных и электрических свойств. В соответствии с симметрией ЖК. к. все их характеристики — ф-ции параметра ориентац. порядка. Отличное от 0 значение S_{ik} приводит к сильной анизотропии физ. свойств, описываемых тензорами ϵ_{ik} , χ_{ik} , σ_{ik} и χ_{ik} . Для ЖК. к., обладающих цилиндрич. симметрией (нематик., смектик. ЖК. к. в фазе A), тензор диаматн. восприимчивости имеет вид:

$$\chi_{ik} = \chi_{\parallel} \delta_{ik} + \chi_{\perp} (L_i L_k), \quad (2)$$

где $\chi_{\parallel} = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$, χ_{\parallel} и χ_{\perp} — значения восприимчивости для направлений параллельного и перпендикулярного L , δ_{ik} — символ Кронекера. Аналогичный вид имеют и остальные тензоры. Большинство ЖК. к. диамагнитны, т. е. $\chi = [(\chi_{\parallel} + 2\chi_{\perp})/3] < 0$. Исключение составляют вещества, молекулы к-рых содержат свободные радикалы, обладающие пост. магн. моментом. В то же время знак анизотропии χ_{\parallel} может быть различен для разных соединений (обычно $\chi_{\parallel} > 0$; $\chi_{\parallel} < 0$ характерна для ЖК. к., молекулы к-рых содержат не бензольные, а циклогексановые кольца).

Анизотропия диэлектрич. проницаемости ϵ_2 нематик. и смектик. ЖК. к. в фазе A также может иметь различный знак. Величины $\epsilon_{\parallel} < 0$ характерны для молекул, обладающих дипольным моментом, направленным перпендикулярно длинной оси молекулы (напр., в МББА такую составляющую даёт метоксигруппа), а значения $\epsilon_{\parallel} > 0$ — для молекул с продольным расположением дипольного момента, как, например, в 4-октил-4-цианбифениле (рис. 12).

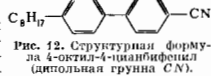


Рис. 12. Структурная формула 4-октил-4-цианбифенила (дипольная группа CN).

Знак и величина ϵ_{\parallel} , заключённые в интервале от ~ -10 до $+40$, играют решающую роль в электрооптик. поведении нематик. ЖК. к. Пороговые поля перерориентац. пропорц. $\epsilon_{\parallel}^{-1/2}$, а времена включения $\sim \epsilon_{\parallel}^{-1}$.

Частотная зависимость ϵ и ϵ_{\parallel} объясняется в рамках теории Дебая жидких жидкостей (см. *Диэлектрики, Диэлектрическая проницаемость*). При этом анизотропия межмолекулярных взаимодействий учитывается введением потенц. барьера, затрудняющего свободные повороты молекул вокруг их коротких осей. В результате нематик. и смектик. ЖК. к. в фазе A имеют два характерных времени дебаевой релаксации τ_{\parallel} и τ_{\perp} . Для вращения молекул вокруг длинных осей τ_{\parallel} лежит в диапазоне, характерном для изотропных жидкостей, а для вращения вокруг коротких осей времена τ_{\perp} на некск. порядков величины больше.

Оптические свойства. Для нематик. и смектик. ЖК. к. в фазе A эллипсоид диэлектрич. проницаемости одноосен (см. *Индикатрица, Кристаллооптика*). Резкое отличие оптич. свойств одноосенных ЖК. к. от свойств одноосенных твёрдых кристаллов проявляется, однако, в области высоких интенсивностей света, где для ЖК. к. характерна большая неоднородность, вызванная молекулярной перерориентацией в электрич. поле световой волны (см. *Нелинейная оптика*).

Особый интерес представляют оптич. свойства холестерит., а также хиральных смектик. С фаз. Т. к. эти вещества имеют спиральную структуру (рис. 7, 10) с шагом спирали h от десятых долей мм до ∞ , то видимое и ИК-излучение дифрагирует на спиральной структуре, что приводит к селективному отражению волн, распространяющихся вдоль оси спирали. Длина волны максимума брэгговского отражения $\lambda_{\text{макс}}$ и его полуширина $\Delta\lambda$ определяются шагом спирали: $\lambda_{\text{макс}} = hn$, $\Delta\lambda = h\Delta n$, где $n = (n_{\parallel} + n_{\perp})/2$, $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ — ср. показатель преломления и оптич. анизотропия холестерит. Ж. к. Значение $\lambda_{\text{макс}}$ сильно зависит (через h) от темп-ры, давления и внем. полей. Вне области селективного отражения холестерит. Ж. к. обладают *оптической активностью* (до 100 полных поворотов на 1 мм толщины слоя).

Анизотропия упругости. Неоднородность поля директора $L(r)$ означает ориент. деформацию среды. Для её описания в случае нематик. Ж. к. величина свободной энергии Ф дополняется энергией ориент. упругости, содержащей вторые степени производных $L(r)$ по координатам. При этом выделяют три типа деформаций: поперечный и продольный изгибы и закручивание (рис. 13). Каждая из этих деформаций описывается своим *модулем упругости*. Обращение в нуль вариан. производных $\delta F/\delta L$ даёт ур-ния ориент. упругости, решения к-рых описывают, в частности, пошево нематик. Ж. к. во внем. упругих полях.

В смектик. фазах разрешены только те виды ориент. деформаций, к-рые не приводят к разрушению молекулярных слоёв. В частности, в смектик. А фазе возможно лишь деформация поперечного изгиба. С др. стороны, одномерная решётка (волна плотности) $\rho(z)$ имеет модуль упругости, характеризующий трансляц. деформацию вдоль оси z. В общем случае деформации смектик. Ж. к. включают в себя ориент., трансляц., а также перекрестные виды, и число модулей упругости в низкосимметричных смектик. фазах достигает неск. десятков.

Энергия ориент. деформаций нематик. Ж. к. крайне мала. Поэтому флуктуации директора $\delta L(r)$ имеют значит. амплитуду, что наряду с большой оптич. ани-

Ж. к. — взаимодействие между течением и вектором ориентаций. Динамич. состояние нематик. Ж. к. можно охарактеризовать полем скоростей жидкости $v(r)$ и полем директора $L(r)$, зависящими друг от друга. Без учёта сжимаемости эти вещества можно описать 5 коэф. вязкости, к-рые связаны с силами трения, возникающими при наличии градиентов скорости течения, угл. скорости вращения L и разл. ориентации L . Эти коэф. зависят от S и обращаются в 0 в изотропной фазе, 6-й коэф. эквивалентен вязкости изотропной жидкости. В случае смектик. Ж. к. в фазе А это справедливо только для направлений течения вдоль плоскости слоёв. Анизотропия вязкости Ж. к. приводит к анизотропии их электропроводности.

Электрооптические свойства. Анизотропия электрич. и оптич. свойств наряду со свойством текучести Ж. к. обуславливает многообразие электрооптич. эффектов. Наиб. важны ориент. эффекты, не связанные с протеканием тока через вещество и обусловленные чисто диэлектрич. взаимодействием внем. электрич. поля E с анизотропной ϵ_2 среды. Во внем. поле Ж. к. стремится ориентироваться так, чтобы направление, в к-ром его диэлектрич. проницаемость максимальна, совпало с направлением поля; при этом либо $L \parallel E$, либо $L \perp E$ в зависимости от знака ϵ_2 . С переориентацией директора связано изменение направлений оптич. осей, т. е. практически всех оптич. свойств образца (двойного лучепреломления, поглощения света, вращения плоскости поляризации и т. д.). Теоретически процесс переориентации описывается добавлением к исходной энергии Ф квадратичного члена $-\epsilon_2(E \cdot L)^2/8\pi$ и нахождением нового устойчивого состояния с помощью минимизации Ф. Если, напр., в исходном состоянии вектор L параллелен прозрачным электродам, и $\epsilon_2 > 0$, то при нек-ром критич. значении поля $E \perp L$ произойдёт переориентация L , т. е. оптич. ось нематик. Ж. к. в направлении E , причём $E_{\text{кр}} \sim \epsilon_2^{-1/2}$. Этот переход, так же как и его магн. аналог, наз. в переходе Фредерикса.

Наиб. практич. значение имеет т. н. твист-эффект, представляющий собой тот же переход Фредерикса, но в предварительно закрученной (твист-) структуре (рис. 13, а). В отсутствие поля осн. предельно поляризованный с помощью, напр., пленочного полярлода, проходит сквозь твист-структуру с поворотом плоскости поляризации на угол $\pi/2$. Если на стёкла нанесены прозрачные электроды, то при наложении электрич. поля в случае $\epsilon_2 > 0$ директор переориентируется \perp стёклам и ячейка теряет способность поворачивать плоскость поляризации света. На выходе ячейки обычно ставят надёжный анализатор и наблюдают изменение оптич. пропускания. Этот эффект применяют в чёрно-белых индикаторах информации.

Для цветных устройств используется др. эффект, вызванный переориентацией молекул красителя («гоesty»), введённых в жидкокристаллич. матрицу («хозяин») вместе с самой матрицей (эффект гоesty—хозяин»). Красители, ориентированные Ж. к., обладают сильным дихроизмом, зависящим от внем. поля (анализатор в этом случае не нужен).

Гейкоаксиальная структура холестерит. Ж. к. может быть «раскручена» электрич. полем, так что все её специфич. свойства (оптич. активность, круговой дихроизм, селективное отражение света) исчезают. При выключении поля эти свойства восстанавливаются, что даёт целую гамму важных электрооптич. эффектов.

Особые ориент. эффекты характерны для сегнетоэлектрич. Ж. к. В этих веществах поле E может взаимодействовать со спонтанной поляризацией \mathcal{P} , что приводит к вкладу $\sim \mathcal{P}E$ в энергию Ф. Переориентация \mathcal{P} сопровождается переориентацией оптич. осей, причём знак отклонения L зависит от знака поля (линейный электрооптич. эффект). В нематик. Ж. к. дилатонная поляризация в поле E также может сопряжаться слабым, линейным по E искривлением молекулярной

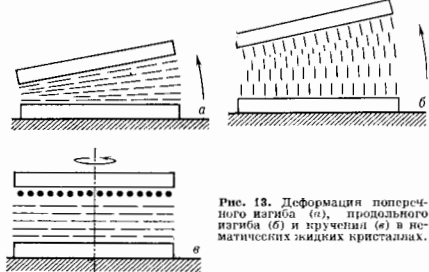


Рис. 13. Деформация поперечного изгиба (а), продольного изгиба (б) и кручения (в) в нематических жидких кристаллах.

зотропной среды приводит к сильному рассеянию света. Этим объясняется характерная мутность нематик. Ж. к. Для ориентированных образцов смектик. Ж. к. сильное рассеяние света наблюдается лишь в избранных направлениях в соответствии с видом разрешённых ориент. деформаций.

Динамические свойства. Гидродинамика Ж. к., особенно нематик. Ж. к., имеет много общего с гидродинамикой изотропных жидкостей. В случае нематик. Ж. к., напр., для любых параллельных спиралевидных ур-ний неравновесия и ур-но движения жидкости (Шовер—Стокса уравнения). Особенность гидродинамич. свойств

ориентации, если молекулы обладают спец. асимметрией формы (флексозлектрический эффект).

В слоистых структурах смектик Ж. к. под действием электрич. поля E возникают волнообразные искажения слоев. Аналогичные деформации можно наблюдать и в псевдослоистых структурах холестерик Ж. к.

Большинство перечисленных электрооптич. эффектов имеет свои магнитооптич. аналоги. Взаимодействие магн. поля H с диамагн. Ж. к. описывается добавлением квадратного члена $-\chi_a (H\mu)^2/2$ к свободной энергии F_0 . Для парамагн. Ж. к. возможны и линейные по H эффекты. При протекании тока через Ж. к. вследствие анизотропии их проводимости возникает объемный заряд, взаимодействующий с внеш. электрич. полем. Это при определ. условиях приводит к электрогидродинамич. неустойчивости, проявляющейся в образовании стационарных пространственно-иеридич. картин распределения скорости Ж. к. в его ориентации. Под микроскопом эти картины представляют собой системы параллельных темных и светлых полос вследствие модуляции коэф. преломления для поляризованного света (до $0,01$ и $0,02$). Увеличение напряженности поля приводит к появлению более сложных картин, а затем — к чрезвычайно сильному рассеянию света, вызванному турбулентным течением Ж. к. и нестационарными возмущениями его ориентации (динамич. рассеяние света).

Практические приложения. Наиб. важные из них основаны гл. обр. на электрооптич. свойствах Ж. к. Изменение ориентации L в нематик. Ж. к. требует напряжений порядка 1 В и мощности порядка мВт, что можно обеспечить непосредств. подачей сигналов с интегральных схем без доп. инт. усиления. Поэтому Ж. к. широко используются в малогабаритных электронных часах, калькуляторах, измерит. приборах в качестве индикаторов и табло для отображения цифровой, буквенной и аналоговой информации. Ж. к. с успехом применяются и для отображения информации в реальном масштабе времени, напр. в плоских экранах портативных телевизоров. В комбинации с фотоувеличит. полупроводниковыми слоями Ж. к. применяются в качестве усилителей и преобразователей изображений и в качестве устройств оптич. обработки информации.

Зависимость шага λ сигнала холестерик. Ж. к. от темп-ры позволяет использовать темп-ры по поверхности разл. тел. Этот метод применяется, напр., при медицинской диагностике воспаления, процессов, нарушающих контроль электронных приборов и визуализации теплового излучения.

Использование жидкокристаллич. состояний играет существен. роль в технологиях сверхтонких полимерных и углеродистых волокон, а также при получении высококачеств. кокса.

Биологические аспекты. Сложные биологически активные молекулы (напр., ДНК) и даже макроскопич. тела (напр., вирусы) также могут находиться в жидкокристаллич. состоянии. Установлено роль Ж. к. в ряде механизмов жизнедеятельности человеческого организма. Нек-рые болезни (атеросклероз, желчнокаменная болезнь), связанные с нарушением в организме твердых кристаллов, проходят через стадию возникновения жидкокристаллич. состояний. Особую роль играет жидкокристаллич. состояние биол. мембран, в частности, в процессах ионного транспорта, механизмах фотосинтеза и зрения, в процессах самоорганизации биол. структур.

Лит. Ж. к. и П. Ж. д. е. Физика жидких кристаллов, пер. с англ., М., 1977; Панов С. П., Кузвичик В. Г., Жидкокристаллическое состояние полимеров, М., 1977; Блюков Л. М., Электро- и магнитооптика жидких кристаллов, М., 1978; Каустига и А. П., Экспериментальное исследование жидких кристаллов, М., 1978; Современная кристаллография, т. 2, 4, М., 1979—81; Чандрасекхар С., Жидкие кристаллы, пер. с англ., М., 1980; Плате П. А., Шибаев В. П., Гребнеобразные полимеры и жидкие кристаллы, М., 1980; Пиян и С. А., Структурное взаимодействие жидких кристаллов, М., 1981; Пиян С. А., Блинов Л. М., Жидкие кристаллы, М., 1982; Сонгин А. С., Введение в физику жидких

кристаллов, М., 1983; Беликов В. А., Жидкие кристаллы, М., 1986; Капустин А. П., Капустина О. А., Акустина жидких кристаллов, М., 1988.

ЖИДКИЕ МЕТАЛЛЫ — неорганические жидкости с электропроводностью $\sigma \approx 5 \cdot 10^8$ См \cdot м $^{-1}$. Ж. м. являются расплавы металлов, их сплавов, ряда интерметаллических соединений, полуметаллов и нек-рых полупроводников. Металлы с плотной кубич. или гексагональной упаковки атомов (Al, Au, Pb, Cd, Zn и др.) плавятся с сохранением типа упаковки атомов и характера межатомных связей. Значение первого координационного числа при этом уменьшается при повышении темп-ры расплава. Кратчайшее межатомное расстояние изменяется мало и может быть как больше, так и меньше соответствующего значения для кристалла. Размеры области упорядоченного расползания атомов в расплавах металлов (вблизи точки плавления) $\sim 20\text{Å}$ для Fe, 13Å и 15Å для K и Au.

Переход нек-рых полупроводников (Ge, Si, As, Sb, Te) и полуметаллов (Sb, Bi) в жидкометаллич. состояние сопровождается разрушением гомеопольных межатомных связей при плавлении и дальнейшем нагреве расплава. В этом случае для окончат. структуры расплава характерны прим. октаэдрич. координация ближайших соседей, большие (в 1,5—2 раза), чем в кристалле, значения первого координач. числа и кратчайшего межатомного расстояния (на 10—20%).

Вязкость Ж. м. в непосредств. близости к $T_{пл}$ anomalно высока, что наиб. заметно в расплавах Ge, Si, As, Sb и др. Это объясняется явлением предкристаллизации (предплавления), но не исключено влияние примесей. Около $T_{пл}$ наблюдается также anomalно высокая теплоемкость расплавов щелочных металлов и InSb, к-рая отсутствует в жидком Hg.

Носители заряда в Ж. м. — электроны. При плавлении металлов с плотной упаковки атомов уд. электропроводителен металлов увеличивается примерно в 2 раза, для металлов с объемноцентрир. кубич. структурой — в 1,5 раза. Это не имеет места для Fe, Co, Ni. Температурный коэф. электропроводителен металлов I группы периодич. системы элементов в твердом и жидком состоянии почти одинаков. Для Ж. м. II группы он изменяется в жидкой фазе от отрицат. значения (Mg) к положительному (Pb).

Коэф. Холла R при плавлении изменяется (см. Гальваномагнитные явления, Холла эффект); для Ж. м. $R < 0$ и близок к значениям, предсказываемым моделью свободных электронов (см. Другое твердые металлы). Изменения теплопроводности при плавлении металлов сходны с изменениями электропроводности. Большую часть теплового потока в Ж. м. переносит электроны, а решетчатая (фононная) теплопроводность мала. Количеств. оценка электро- и теплопроводности Ж. м. затруднена, т. к. теория кинетич. электронных процессов в жидкометалл имеет качеств. характер и еще не завершена. Термодис Ж. м. — дисипативная ф-ция темп-ры и состава, по известны отклонения от этого правила в системах Hg—In, Ti—Te и др.

Ж. м., соединяющие большую теплопроводность и теплоемкость, применяются в теплотехнике в качестве теплоносителей. В частности, сплавы Na—K используются для отвода теплоты в ядерных реакторах. Са и сплавы Са—In вследствие низких значений $T_{пл}$ применяются в качестве вакуумных затворов при получении высокого вакуума.

Лит. Ашкрофт И., Жидкие металлы, пер. с англ., «ЭФН», 1970, т. 101, в. 3; Беляев И. О., Д. К., Изменение переноса в жидких металлах и полупроводниках, М., 1970; Марч Н. Г., Жидкие металлы, пер. с англ., М., 1972; Мотт Н. Д, Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Редель А. Р., Глазов В. М., Физические свойства электронных расплавов, М., 1980; Плате В. В. Ю. Г., Структура полупроводниковых расплавов, М., 1984.

Ю. Г. Палтаев

ЖИДКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ — расплавы с электронным механизмом электропроводности σ , у к-рых

$\sigma < 10^5$ См·м⁻¹ при комнатной тем-ре и растёт при повышении тем-ры. Расплавы с $\sigma \geq 5 \cdot 10^5$ См·м⁻¹ относят к *жидким металлам*, с $\sigma = (1-5) \cdot 10^5$ См·м⁻¹ — к *жидким полуметаллам*, $\sigma < 10^5$ См·м⁻¹ — к *жидким диэлектрикам*. Граница между этими группами веществ условна. Однако появление полупроводниковых свойств связано с перестройкой электронного спектра и образованием в нём области с низкой плотностью состояний, в к-рой электронные состояния локализованы (см. ниже).

Ж. п. открыты А. Ф. Иоффе и А. Р. Регелем в нач. 50-х гг. В отличие от *электролитов* ($\sigma < 10^2$ См·м⁻¹), в них проводимость является не ионной, а электронной. В этой связи Ж. п. наряду с жидкими металлами наз. *электронными расплавами*. Ж. п. из-за отсутствия дальнего порядка относятся к числу *неупорядоченных систем*. В них доминирует *ковалентная связь*. Поэтому пространств. распределение потенциала (потенц. рельеф) для электрона формируется гл. обр. локальной конфигурацией атомов, т. е. определяется ближним порядком и не является периодическим. Высокая проводимость ми. Ж. п. обусловлена тем, что хаотич. компонента потенциала невелика.

Ж. к. образуются при плавлении кристаллов. ковалентных *полупроводников*, если сохраняются ковалентные межатоные связи (Сн, соединения типов A_2B^{VI} , A_1B^{VI} , A_1B^{VI} , $A_2B_2^{VI}$, $A_2B_3^{VI}$, $A_2B_4^{VI}$, $A_2B_5^{VI}$ и др.). В этом случае плавление сопровождается уменьшением, либо незначит. ростом электропроводности и уменьшением плотности. Однако в ряде случаев в процессе плавления твёрдого полупроводника происходит разрушение ковалентных связей, изменение ближнего порядка и резкое увеличение концентрации электронов проводимости, приводящее к переходу в металлич. состояние (Ge, Si, соединения типов A_2B^{IV} , A_1B^{IV} , $A_2B_2^{IV}$ и др.). В этом случае электропроводность резко (1—3 порядка) возрастает при одноврем. увеличении плотности и координац. числа. Резкое увеличение концентрации электронов проводимости обуславливает аномально высокое значение энтропии *плавления*.

Температурная зависимость электропроводности Ж. п. в широком интервале тем-ры описывается выражением:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E / 2kT),$$

где σ_0 — медленно изменяющаяся ф-ция T ; ΔE — практически постоянная энергия активации проводимости. Роль запрещённой зоны, обуславливающей активн. характер проводимости, играет область энергий вблизи минимума плотности состояний в энергетич. спектре электронов. При достаточно глубоком минимуме в его окрестности формируется зона почти локализованных состояний с малой подвижностью (и с в д о щ е л ь).

Ж. п. имеют высокие значения *термоэд.* к-ры уменьшаются с тем-рой. При этом состояние Холла, как правило, отрицательное (см. *Холла эффект*). Ж. п. в основном мало чувствительны к примесям и практически нечувствительны к радиац. воздействию. Однако в ряде случаев (T_1B^{VI} и др.) наблюдается заместное влияние отклонений от стехиометрии и нек-рых примесей на электрнич. свойства, что позволяет говорить о возможности их легирования. Вязкость Ж. п. уменьшается при повышении тем-ры, особенно вблизи $T_{пл}$. В нек-рых Ж. п. (Sb, Sb₂S₃ и др.) обнаружен т. п. эффект при е к л ю ч е н и я — явление *отрицательного дифференциального сопротивления* в сильных электрич. полях и возникновение релаксац. колебаний, управляемых параметрами цепи.

Ж. п. перспективны как термоэлектрич. и радиотехнич. материалы. Ряд Ж. п. (халькогениды Си и особенно по сплавы Cu_2S-Cu_2Te) отличается повышенными значениями дифференц. термоэдс, что при высоких тем-рах (>1500 К) делает их перспективными как материалы гетерофазных термоэлементов. Кроме того, они могут использоваться для радиацион-

оно стойких высокотемпературных термисторов и преобразователей.

Лит.: Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Катлер М., Жидкие полупроводники, пер. с англ., М., 1980; Регель А. Р., Глазов В. М., Физические свойства электронных расплавов, М., 1980; их же, Закономерности формирования структуры электронных расплавов, М., 1982; Шаталин В. Ю. Г., Структура полупроводниковых расплавов, М., 1984.

ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ — лазеры, в к-рых активной средой является жидкость. Практич. применения имеют 2 типа Ж. л., существенно отличающиеся и дополняющие друг друга по свойствам излучения. Ж. л. на красителях допускают непрерывную перестройку длины волны л излучения. При смене красителя они могут генерировать λ от 322 до 1260 нм как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Способность к перестройке обусловлена широкими электронно-колебательными полосами спектров молекул (см. *Лазеры на красителях*).

Ж. л. на неорганич. жидкостях (работающие в импульсном и непрерывном режимах) превосходят по удельной мощности и энергии *твердотельные лазеры*, т. к. при той же концентрации активных частиц они допускают эфф. охлаждение активной среды путём его откачки через резонатор и теплообменник. В существующих Ж. л. на неорганич. жидкостях активными частями являются ионы редкоземельных элементов (гл. обр. Nd³⁺), входящих в состав жидкого люминофора. Люминофор представляет собой смесь хлоридов (POCl₃, SOCl₂, SeOCl₂) с к-той люцила (SnCl₄, ZrCl₄ и др.). Напр., в Ж. л. на люминофоре POCl₃—SnCl₄—Nd нон Nd³⁺ окружен 8 атомами O, входящими в состав молекулы POCl₃ (рис.). Свет накачки поглощается ионами Nd³⁺, обладающими широкими полосами возбуждения. Большие времена жизни метастабильных уровней Nd³⁺ позволяют достичь порога генерации. Разработаны также Ж. л., в к-рых ионы Nd³⁺ входят в качестве активной примеси в жидкие хлориды Al, Ga, Zr и др. или их смеси.

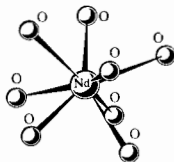
Свойства Ж. л. с ионами Nd³⁺ являются промежуточными между свойствами твердотельных *неодимовых лазеров* на стекле и на кристаллах. Особенности этих Ж. л. определяются свойствами ионов Nd³⁺, работающих по четырёхуровневой схеме. При накачке из осн. состояния ионов Nd³⁺ (уровень $4F_{3/2}$) в их интенсивные полосы поглощения в областях длин волн 0,58; 0,74; 0,8 и 0,9 мкм они вследствие безызлучат. релаксации быстро переходят на метастабильный уровень $4F_{5/2}$. Генерация обычно происходит при переходах с уровня $4F_{5/2}$ на уровень $4F_{3/2}$, приподнятый над осн. уровнем примерно на 2000 см⁻¹ и поэтому практически неослабленный. Это определяет малый порог генерации и относительно большие кд (3—5%). Энергия генерации ≥ 1 кДж, мощность в непрерывном режиме и в режиме повторяющихся импульсов > 1 кВт. Это определяет область применения таких Ж. л.: *лазерная технология*, медицина, накачка др. лазеров и т. п. Возбуждение Ж. л. производят ксеноновыми лампами.

Осн. недостаток, присущий всем Ж. л., — относительно малая направленность излучения (большая расходимость). Применением активной коррекции или методов *обращения волнового фронта* можно устранить этот недостаток.

Лит.: Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1—2, М., 1978; Анкиев И. Ю. Г., Жаботинский М. Е., Кравченко В. В., Лазеры на неорганических жидкостях, М., 1986.

М. Е. Жаботинский.

ЖИДКОСТЬ — вещество в конденсир. состоянии, промежуточном между твёрдым и газообразным. Область существования Ж. ограничена со стороны низких тем-р фазовым переходом в твёрдое состояние (кристаллиза-



цедий), а со старыми высокими темп-ры в газообразное (испарение). Для каждого шестства характеристика критич. темп-ры (при определённом давлении), выше к-рой Ж. не может сосуществовать со своим насыщенным паром. Как правило, шестства имеют одну жидкую модификацию, исключение составляют квантовые Ж. ^3He и ^4He , к-рые могут паходить в нормальной и сверхтекучей фазах, а также *жидкие кристаллы*, у к-рых существуют как нормальная (изотропная) фаза, так и анизотропные фазы.

Структура и физ. свойства Ж. зависят от хим. индивидуальности образующих её частиц и от характера и величины сил взаимодействия между ними. Можно выделить неск. групп Ж. (в порядке возрастания сложности).

1) Атомарные Ж. или Ж. из атомов или сферич. молекул (Ar , CH_4), связанных центральными ван-дер-ваальсовыми силами. 2) Ж. из двухатомных молекул, содержащих одинаковые атомы (H_2 , N_2); в отличие от Ж. первой группы, обладают электр. квадрупольным моментом. 3) Жидкие переходные металлы (Na , Hg), и к-рых частицы (ионы) связаны дальнедействующими кулоновскими силами. 4) Ж., состоящие из полярных молекул (ПВР), связанных диполь-дипольными взаимодействиями. 5) Ассоциированные Ж., или Ж. с водородными связями (вода, глицерин). 6) Ж., состоящие из больших молекул, для к-рых существенны внутр. степенн свободы. Ж. первых двух групп обычно наз. простыми; к ним часто относят и *жидкие металлы*. Простые Ж. изучены лучше других, из простых Ж. наиб. хорошо изучена *вода*. Структурная и молекулярное объяснение свойств Ж. из многоатомных молекул со сложными взаимодействиями изучены много хуже.

Состояние системы (твёрдое, жидкое, газообразное) определяется физ. условиями, в к-рых она находится, гл. обр. темп-рой T и давлением p . Характерными параметром системы является $\epsilon = \epsilon(T, p)$ — отношение ср. энергии взаимодействия молекул (в расчёте на одну молекулу) к её ср. кинетич. энергии. Для большинства твёрдых тел (при темп-рах достаточно далёких от темп-ры плавления) $\epsilon \gg 1$; это означает, что в твёрдых телах силы сцепления между молекулами, несмотря на тепловое движение, удерживают их вблизи равновесных положений. В газах $\epsilon < 1$ — силы притяжения недостаточны, чтобы удерживать молекулы друг возле друга, вследствие чего частицы газа хаотично движутся с разл. скоростями. В Ж. $\epsilon \approx 1$, что и определяет её особенности и промежуточный характер теплового движения частиц.

Структуру жидкостей изучают с помощью методов *рентгеновского структурного анализа, электрографии и нейтроннографии*. Эксперим. исследования показали, что Ж. обладают определённой структурой. Ближайшие соседн каждой молекулы Ж. в среднем располагаются в к.-л. порядке, так что число ближайших соседней и их взаимное расположение в среднем для всех молекул одинаково, это означает, что в Ж. существует ближний порядок.

Число частиц dN в сферич. слое толщины dr на расстоянии r от произвольной выбранной частицы равно:

$$dN = 4\pi n G(r) r^2 dr, \quad (1)$$

где $G(r)$ — радиальная ф-ция распределения (РФД), n — плотность частиц (ср. число частиц в единице объёма). Для Ж. при темп-рах, не слишком далёких от темп-ры плавления, ф-ция $G(r)$ имеет неск. максимумов (обычно не больше трёх), положения к-рых соответствуют ср. расстояниям от данной выбранной молекулы до первых, вторых и т. д. соседней (рис. 1).

В кристалле вероятность нахождения атома вне узлов кристаллич. структуры близка к нулю, т. е. атомы в нём в среднем находятся в фиксир. положениях; в Ж. атом с большей или меньшей вероятностью может находиться на разных расстояниях от др. атомов. Вблизи начала координат $G(r) \approx 0$, а r порядка эфф. диаметра частицы, что свидетельствует о взаимонепроницаемости

частиц. Расстояния r , соответствующие областям максимумов ф-ции $G(r)$, являются наиб. вероятными расстояниями между частицами, несущими значения минимумов свидетельствуют о миграции частиц между разл. координац. сферами. На больших расстояниях $G(r) \approx 1$,

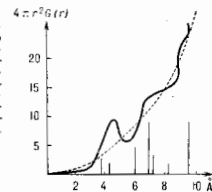


Рис. 1. Вид радиальной функции распределения для жидкого Na (в условных единицах). Пунктир — функция $4\pi r^2 G(r)$, определяющая расположение молекул при отсутствии корреляций (газ). Вертикальные отрезки — положения атомов в кристаллическом Na, числами отмечены координационные шесты.

что отражает равновероятность расположения далёких частиц.

Словышением темп-ры радиус первой координац. сферы растёт, а число ближайших соседней уменьшается, с понижением темп-ры и увеличением плотности максимумов, т. е. стеньч ближнего порядка увеличивается (рис. 2, 3). Для T , близких к темп-ре плавления, координац. шесты Z_i близки к их значениям в соответствующем

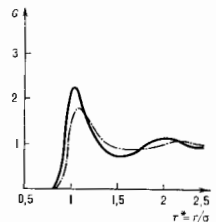


Рис. 2. Влияние плотности на радиальную функцию распределения для системы, взаимодействии частиц в которой описываются потенциалом Леннарда-Джонса. Сплошная кривая: $T^* = \frac{kT}{\epsilon} = 2,89$; $n^* = \rho \sigma^3 = 0,85$ (ϵ, σ — параметры потенциала). Пунктирная кривая: $T^* = 2,64$; $n^* = 0,55$. Кривые построены по результатам молекулярно-динамических расчётов.

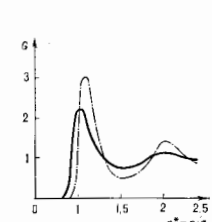


Рис. 3. Влияние температуры на радиальную функцию распределения системы, взаимодействии частиц в которой описывается потенциалом Леннарда-Джонса. Сплошная кривая: $T^* = 2,89$; $n^* = 0,85$. Пунктирная кривая: $T^* = 0,88$; $n^* = 0,85$. Кривые построены по результатам молекулярно-динамических расчётов.

твёрдом теле (напр., для жидкого Ag, имеющего $T_{пл} = -83,4$ К, при $T = 84,4$ К $Z_1 = 10,2 - 10,9$, а $Z_2 = 5$; для твёрдого Ag, имеющего гранецентрир. решётку, $Z_1 = 12$, а $Z_2 = 6$). Кроме того, положения максимумов на кривой $G(r)$ очень близки к расстояниям до первых, вторых и т. д. соседней в кристаллич. решётке. Числа Z_i в Ж., в отличие от координац. чисел в кристалле, являются лишь ср. характеристиками структуры. Истинные (мгновенные) значения Z_i испытывают очень сильные тепловые флуктуации, достигающие даже вблизи темп-ры плавления $\sim 20\%$. При повышении темп-ры эти флуктуации ещё более возрастают и ср. значения Z_i уже не могут служить характеристиками структуры Ж.

Вблизи темп-ры плавления различие плотностей и сил сцепления в жидком и твёрдом состояниях невелики и характер теплового движения частиц в Ж. сохраняет неск-ые черты движений частиц в кристалле. Вдали от критич. точки движение частиц представляет собой

периодические колебания со ср. частотой $1/\tau_0$, близкой к частотам колебаний частиц в кристаллах, и амплитудой, определяемой размерами «свободного объёма», предоставленного данной частице её соседями. Центр колебаний определяется флуктуирующим полем соседних частиц и смещается вместе с ними, поэтому, в отличие от кристалла, положения равновесия в Ж. временны, неустойчивы: частицы в Ж. перемещаются путём броска или менее редких скачков с преобладающим потенциалом барьера, разделяющего два возможных положения частицы. В случае несферич. молекул кроме колебаний и скачков должны учитываться вращения частиц и вращат. колебания вокруг связи (для жёстких молекул) и внутр. движения молекул с внутр. степенями свободы.

В том случае, когда тепловая энергия молекулы становится сравнимой с энергией активации, необходимой для изменения ориентации молекул, вращат. движение может приобретать характер свободного вращения. Различия между вращат. и поступат. движениями в Ж. состоит в том, что при скачкообразных изменениях равновесной ориентации молекулы (если они достаточно малы) могут поворачиваться на большие углы, тогда как при изменениях равновесных положений центр тяжести молекул всегда перемещается на малые расстояния ($\sim 10^{-8}$ см). Для больших молекул и комплексов применимы представления о диффузионном характере вращат. движений, при к-ром вращения состоят из множества случайных моноротов на очень малые углы около некого направления в пространстве, к-рое само медленно меняется. Время τ свободной жизни молекулы до вращат. перемещения в равновесие между двумя активир. скачками связано с τ_0 соотношением:

$$\tau \sim \tau_0 \exp(W/kT), \quad (2)$$

где W — энергия активации. Ср. период колебаний молекул $\tau_0 \sim 10^{-12}$ с, время $\tau > \tau_0$ и зависит от природы Ж. и от отношения W/kT . Для Ж. с низкой вязкостью $\tau \sim 10^{-11}$ с и растёт с ростом вязкости, достигая часов и даже суток (у стёкол).

Свойства жидкостей. Непрерывно и в большом числе совершающиеся переходы из одного положения равновесия в другое обеспечивают сильно выраженную самодиффузию жидкостей, а также осн. её свойство — текучесть. Под действием постоянной внеш. силы проявляются ярем. направления скачков частиц Ж. вдоль действия силы, т. е. возникает поток частиц в этом направлении. Если величина приложенной силы мала, то частота скачков $1/\tau$ не изменяется. Существенно статистич. механизм этого процесса приводит к пропорциональности потока приложенной силе и, следовательно, конечности величины вязкости (обратной величине текучести).

Под действием переменной силы с периодом, малым по сравнению с τ , поведение Ж. резко меняется: механизм текучести не успевает проявиться и проявляется упругие её свойства. При этом возникают не только деформации тина сжатия — растяжения, но и сдвиговые упругие деформации. Действие значит. по величине сил в течение очень короткого промежутка времени может привести к нарушению прочности Ж.: появлению трещин, разломам и т. д. Подобные явления в Ж., связанные с её упругостью и прочностью, экспериментально наблюдаются и сравнительно хорошо изучены. В том случае, когда характерные времена движения Ж. много больше τ , она течёт.

Обычно упругие деформации в Ж. происходят адиабатически, т. е. теплопроводность их мала (исключение составляют *жидкие металлы*). Ж. может выдерживать очень большие растягивающие усилия (порядка сотен атмосфер), не испытывая разрыва, если эти усилия сводятся к всестороннему отрицат. давлению, исключающему возможность течения (напр., при охлаждении сосуда, полностью заполненного жидкостью, если коэф. расширения Ж. больше коэф. расширения вещества сосуда).

Механич. свойства Ж. описываются набором *сограничных законов* (числа частиц, импульсы и энергии). Занятые в локальной форме эти законы представляют собой систему ур-ний в частных производных — ур-ний гидродинамики.

Феноменологич. описание термодинамич. свойств содержится в ур-нии состояния $p=f(n, T)$, причём наряду со строгими ур-ниями состояния (см. ниже) существует большое число полуэмпирич. ур-ний (наиб. простое из к-рых — *Ван-дер-Ваальса уравнение*). Ур-ние состояния позволяет вычислить термодинамич. характеристики Ж.: теплоёмкость, сжимаемость и т. д.

Статистическая теория жидкостей. Равновесные свойства Ж. полностью описываются набором ф-ций распределения $F_S(r_1, \dots, r_S)$, описывающих плотность вероятности нахождения частиц в точках r_1, \dots, r_S . [В частном случае $s=2$, $F_2(r_1, r_2)=G(r_1-r_2)$.] Физ. свойства Ж. (давление p , плотность энергии \mathcal{E} , сжимаемость) в случае парного и центрального взаимодействия между частицами выражаются только через $G(r)$: давление

$$p(n, T) = nkT - \frac{2\pi n^2}{3} \int_0^\infty \Phi(r)G(r; n, T)r^2 dr; \quad (3)$$

плотность энергии

$$\mathcal{E}(n, T) = \frac{3}{2}nkT + 2\pi n^2 \int_0^\infty \Phi(r)G(r; n, T)r^2 dr; \quad (4)$$

сжимаемость

$$kT \left(\frac{\partial n}{\partial p} \right)_T = 1 + 4\pi n \int_0^\infty [G(r; n, T) - 1]r^2 dr \quad (5)$$

[$\Phi(r)$ — потенциал парного взаимодействия]. При наличии в Ж. многочастичного взаимодействия термодинамич. характеристики кроме $G(r)$ будут содержать старшие ф-ции распределения. Формализм ф-ций распределения развит Н. Н. Боголюбовым, М. Борном (M. Born), Дж. Гринном (G. Green) и Дж. Г. Кирквудом (J. G. Kirkwood). Парное взаимодействие характерно для *гелия жидкого*. В жидких металлах нецарное взаимодействие ионов приводит к многочастичным силам, зависящим от плотности.

Ф-ции F_S удовлетворяют системе ур-ний Боголюбова — Борна — Грина — Кирквуда — Ивова (ББГКИ; см. *Боголюбова уравнение*). Сложность решения этой системы интегро-дифференциальных ур-ний состоит в том, что в ур-ние для F_S входит ф-ция F_{S+1} , т. е. уравнения являются зацепляющимися. Они не имеют точных решений и решаются с помощью разл. приближённых методов. Для газа решение находится разложением в степенной ряд по плотности. Интегрирование этих рядов с использованием (3), (4) и (5) даёт соответствующие вириальные разложения. Для плотных Ж. применяют суперинт. приближение, в к-ром логарифм ф-ции F_S представляется в виде произведения или суммы произведений ф-ций с меньшими номерами. При этом система ур-ний ББГКИ становится конечной. Наиб. распространено приближение Кирквуда

$$F_3(r_1, r_2, r_3) = G(r_1-r_2)G(r_2-r_3)G(r_3-r_1), \quad (6)$$

к-рое приводит к замкнутому ур-нию для $G(r)$: решение этого ур-ния для разл. плотностей и темп-р хорошо изучены и качественно правильно описывают поведение $G(r)$. Однако результаты, полученные *молекулярной динамикой методом* и *Монте-Карло методом*, свидетельствуют о неудовлетворительности суперинт. приближения. Наиб. успешно структура и термодинамич. свойства Ж. описываются с помощью *Перкуса — Явика уравнения* (ПЯ); если воспользоваться *Орштейна — Цернике уравнением*

$$c(r) = G(r) - 1 - n \int [G(r-r_1) - 1]c(r_1)dr_1, \quad (7)$$

связывающим прямую коррелиц. ф-цию $c(r)$ и $G(r)$, то ур-ние ПП получается при допущении

$$c(r) = G(r) \{1 - \exp[\Phi(r)/kT]\}. \quad (8)$$

Ур-ние ПП имеет аналитич. решение для системы твёрдых шаров, к-рое удовлетворительно описывает структуру Ж. при определённом выборе диаметра шаров

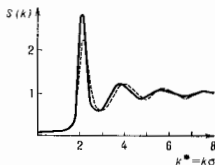


Рис. 4. Структурный фактор $S(k) = 1 + n \int [G(r) - 1] \exp(ikr) dr$ жидкого Na при 373 К. Сплошная кривая получена экспериментально, пунктирная — по уравнению Перкуса — Йевики ($\eta = 0,45$).

(рис. 4). Ур-ние состояния Ж. из твёрдых шаров, полученное из аналитич. решения ур-ния ПП с помощью ур-ния (5), имеет вид:

$$\frac{p}{nkT} = \frac{1 + \eta + \eta^2}{(1 - \eta)^2}, \quad (9)$$

где $\eta = (1/6)\pi n d^3 =$ безразмерная плотность, d — диаметр шаров. На рис. 5 результаты, полученные с помощью ур-ния состояния для системы твёрдых шаров, сравниваются с точными результатами, полученными методом молекулярной динамики.

Наиболее успешно описание структуры и свойств жидкости достигается в теории возмущений, в к-рой модель твёрдых шаров принимается в качестве нулевого

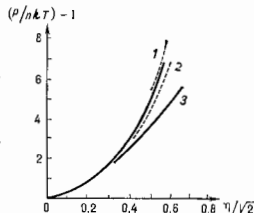


Рис. 5. Уравнение состояния системы твёрдых сфер. Сплошная кривая получена методом молекулярной динамики; кривая 1 — с помощью уравнения Перкуса — Йевики и уравнения (5); 2 — с помощью уравнения Перкуса — Йевики и уравнения (3); 3 — с помощью суперпозиционного приближения (6).

приближения, а силы притяжения считаются возмущением. Полученные таким путём термодинамич. характеристики хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Статистич. теория кинетич. процессов в Ж. основана на исследовании неравновесных ф-ций распределения $F_s(x_1, \dots, x_s, t)$ для групп из $s=1, 2, \dots$ молекул; $x_i(r_i, p_i)$ — набор координат и импульсов молекул. Если в системе действуют только парные центр. силы, то ф-ция F_s удовлетворяют системе закрывающихся интегро-дифференциальных ур-ний (Боголюбова уравнений):

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} + \sum_{i=1}^s \left(\frac{p_i}{m} \frac{\partial F_s}{\partial r_i} + K_i \frac{\partial F_s}{\partial p_i} \right) = n \sum_{i=1}^s \frac{\partial}{\partial p_i} \int \frac{\partial \Phi(r_i - r_{s+1})}{\partial r_i} F_{s+1} dr_{s+1} d p_{s+1}, \quad (10)$$

где K_i — сила, действующая на i -ю частицу со стороны остальных выбранных $s-1$ частиц и внеш. полей. Для построения теории кинетич. процессов в Ж., упростив задачу, можно ограничиться вместо бесконечной цепочки ур-ний (10) только двумя ур-ниями для ф-ций F_1 и F_2 . Ур-ния (10) обратимы во времени, и, чтобы получить

решения, описывающие необратимые кинетич. процессы, обычно переходят к новым ф-циям \bar{F}_s , являющимся результатом усреднения или «размазывания» ф-ций F_s по соответствующим образом подобранным малым интервалам времени; ур-ния для \bar{F}_s наз. кинетическими. Такие ур-ния получаются, в частности, если пренебречь изменениями ф-ций F_s в течение времени порядка времени столкновения частиц (на т. п. стадии разрушения нач. корреляций). Если плотность мала, то для решения системы (10) можно воспользоваться разложением в ряд по степеням плотности. Первое приближение приводит к ур-нию Больцмана (см. Кинетическое уравнение Больцмана) для F_1 , из к-рого можно получить выражения для коэф. переноса. Исследование следующих приближений показывает, что виртуального разложения для коэф. переноса не существует, т. к. они не являются аналитич. ф-циями плотности. Напр., для коэф. теплопроводности κ справедливо разложение:

$$\kappa = \kappa_0 + a_1 n + a_2 n^2 \ln n + a_3 n^2 + \dots, \quad (11)$$

где κ_0 — больцмановское выражение для теплопроводности.

Для влостных Ж. осн. проблема состоит в оценке правой части (10), наз. интегралом столкновений. Кирквудом предложены кинетич. ур-ния для ф-ций \bar{F}_s ; для F_1 оно имеет вид

$$\frac{\partial \bar{F}_1}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}_1}{\partial r} \cdot \frac{p}{m} + \frac{\partial \bar{F}_1}{\partial p} K^* = \frac{\partial}{\partial p} \left[\beta \left(p \bar{F}_1 + kT \frac{\partial \bar{F}_1}{\partial p} \right) \right], \quad (12)$$

где m — масса молекулы Ж.; сила K^* равна сумме внеш. силы и дополнит. члена статистич. природы, связанного с отклонением системы от равновесного состояния (последним слагаемым обычно пренебрегают); β — коэф. трения. Аналогичные ур-ния получаются и для ф-ций \bar{F}_s с большими номерами.

Если внеш. силы, градиенты темп-ры, плотности и т. д., ответственные за неравновесность состояния системы, малы, то ур-ния для \bar{F}_1 и \bar{F}_2 могут быть решены в виде $\bar{F}_s = F_s^{(0)}(1 + \psi_s)$, где $F_s^{(0)}$ — равновесные ф-ции распределения и ψ_s — малые поправки на неравновесность; при этом координатная часть ψ_2 ф-ции \bar{F}_2 , описывающая отклонение радиальной ф-ции распределения частиц от равновесного значения, особенно важна. С помощью ф-ций \bar{F}_s можно получить для сдвигового η и объёмной ξ вязкости выражения:

$$\eta = \frac{mnkT}{3\beta} + \frac{\pi \beta n^2}{15kT} \int_0^\infty \Phi'(r) G_0(r) \psi_2(r) r^2 dr. \quad (13)$$

$$\xi = \frac{mnkT}{3\beta} + \frac{\pi \beta n^2}{6kT} \int_0^\infty \Phi'(r) G_0(r) \psi_0(r) R^2 dr. \quad (14)$$

Первые слагаемые в правых частях ур-ний (13) и (14) связаны с переносом импульса при движении молекул, и для Ж. ими можно пренебречь по сравнению со вторыми слагаемыми, связанными с переносом импульса взаимодействием молекул.

Рассмотренная статистич. теория (теория Кирквуда) учитывает только одну составляющую теплового движения молекул — броуновское движение во флуктуирующем поле и не учитывает столкновений. Обобщение ур-ния Кирквуда с учётом столкновений, в к-рых молекула ведёт себя как твёрдая сфера, приводит к тому, что в выражениях типа (13), (14) появляются дополнит. члены, обусловленные столкновениями (теория Райса — Оллетта). В табл. приведены полученные экспериментально и рассчитанные с помощью таких ур-ний значения η и κ для жидкого аргона:

T, K	P, атм	η, мПа		κ · 10 ⁻⁴ — кал/см·град	
		теоретич.	эксперим.	теоретич.	эксперим.
90	1,3	1,74	2,39	1,445	2,96
128	50	0,727	0,835	1,692	1,89
133,5	50	0,730	0,843	1,589	1,88
185,5	500	0,771	0,869	1,696	1,87

Др. способ вычисления коэф. переноса и Ж. связан с нахождением временных коррел. ф-ций (ВКФ). Идея метода основана на гипотезе Онсагера: эволюция неравновесного состояния системы не зависит от того, оказалась она в этом состоянии под действием вич. возмущения или в результате флуктуаций (но крайней мере для малых возмущений). Это позволяет найти связь между коэф. переноса, характеризующими необратимую эволюцию системы в направлении к равновесному состоянию, и ВКФ. При этом коэф. переноса выражаются через интегралы от ВКФ соответствующих потоков (см. Кубо формулы). Напр., коэф. сдвиговой вязкости равен:

$$\eta = \frac{1}{VKT} \int_0^{\infty} \langle \sigma^{xy}(t) \sigma^{xy}(0) \rangle dt, \quad (15)$$

где $\sigma^{xy}(t)$ — микроскопический (в фазовом пространстве) тензор потока импульса, или тензор напряжений. Объемная вязкость выражается аналогичным образом через диагональные компоненты тензора σ^{ik} . Коэф. теплопроводности определяется автокоррел. ф-цией векторов толнового потока. Прямые вычисления по ф-лам тана (15) выполнить сложно, т. к. для нахождения зависимости $\sigma^{ik}(t)$ и последующего усреднения необходимо решить задачу N тел. Расчёты ВКФ, выполненные методами молекулярной динамики, привели к обнаружению медленного затухания ВКФ со временем, имеющего степенной, а не экспоненциальный (как, напр., в теории броуновского движения) характер. Для упомянутых коэф. переноса ВКФ затухают по закону $d^{-1/2}$, где d — размерность пространства. Можно показать аналитически (напр., в случае коэф. самодиффузии), что физ. причина неэкспоненциального «хвоста» коррел. ф-ции обусловлена тем, что на больших временах эволюция возмущений в Ж. происходит по законам макроscopic. гидродинамики, характерные времена к-рых намного больше быстрых экспоненциальных переходных процессов. Помимо медленного затухания ВКФ эксперименты по молекулярной динамике обнаружили выход ВКФ скорости молекулы в отрицат. область, что ещё раз подтверждает наличие колат. моды движения молекул в Ж.

Лит.: Дебая П., Квазикристаллическая структура жидкостей, пер. с нем., «УФН», 1939, т. 21, с. 120; Kirkwood J. G., The statistical mechanical theory of transport processes. 1. General theory, «J. Chem. Phys.», 1946, v. 14, p. 180; Ботл М., Грегг Н. С., A general kinetic theory of liquids, «Camb.», 1943; Ковалев Ф. Л., М., Упругость и прочность жидкостей, М.—Л., 1951; Фишер И. З., Статистическая теория жидкостей, М., 1961; его же, Гидродинамическая асимптотика автокорреляционной функции скорости молекулы в статистической теории жидкостей, «УФН», 1972, т. 108, с. 209; Брновман Е. Р., Каган Ю. М., Фононы в переходных металлах, «УФН», 1974, т. 112, с. 369; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Вадеев С. Р., Равновесия и неравновесия статистической механики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Кроустон К., Физика жидкого состояния, пер. с англ., М., 1978; Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушающие симметрию и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980; Дина-

мические свойства твёрдых тел и жидкостей, пер. с англ., М., 1980; Коваленко Н. Р., Кизима Л. М., The influence of many-body interaction of the speed of sound in liquid metals, «Phys. Stat. Sol. (b)», 1984, v. 124, p. 537.

И. П. Коваленко, Н. З. Фишер
ЖУКОВСКОГО ТЕОРЕМА — теорема о *подъёмной силе*, действующей на тело в плоско-параллельном потоке идеальной жидкости или газа. Сформулирована Н. Е. Жуковским в 1904.

Ж. т. формулируется след. образом: если установившийся плоско-параллельный потенциальный поток (см. *Потенциальное течение*) идеальной несжимаемой жидкостью набегает на бесконечно длинный цилиндр перпендикулярно его образованию, то на участок цилиндра, имеющий длину вдоль образующей, равную единице, действует подъёмная сила Y, равная произведению плотности ρ среды на скорость v потока на бесконечности и на *циркуляцию скорости* Γ по любому замкнутому контуру, охватывающему обтекаемый цилиндр, т. е. Y = ρvΓ. Направление подъёмной силы можно получить, если направление вектора скорости на бесконечности повернуть на прямой угол против направления циркуляции. Ж. т. находится в соответствии с *Даламбера—Эйлера парадоксом* об отсутствии силы сопротивления X тела, обтекаемого идеальной жидкостью.

Физически возникновение циркуляции связано с наличием вязкости и образованием вихрей при обтекании тел реальной жидкостью. Поэтому Жуковский ввел в идеальной жидкости условный, присвоенный к твёрдому телу вихрь (см. *Присвоенный вихрь*), интенсивность к-рого равна циркуляции Γ по замкнутому контуру, окружающему обтекаемый профиль. Величина Γ может быть найдена на основании *Талемана—Жуковского постулата*.

Ж. т. обобщается на случай обтекания решётки профиля, моделирующей лопаточные венцы турбины и компрессора. Ж. т. справедлива также при дозвуковом обтекании профиля сжимаемой жидкостью (газом). Для звуковой и сверхзвуковой скоростей обтекания Ж. т. в общем виде не может быть доказана.

Ж. т. легла в основу теории крыла и гребного винта. С помощью Ж. т. могут быть вычислены подъёмная сила крыла конечного размаха, тяга гребного винта, сила давления на лопатку турбины или компрессора и др.

Лит.: Жуковск И. Н. Е., О присвоенных вихрях. Собр. соч., т. 4, М.—Л., 1949; Даламбер Ж. Л., Механика жидкостей и газа, 6 изд., М., 1987; Кривонос Н. Ф., Аэродинамика, 3 изд., ч. 1—2, М., 1980.

ЖУРДЕНА ПРИНЦИП — один из дифференциальных принципов механики, установленный Ф. Журденом (Ph. Jourdain), согласно к-рому из всех кинематически возможных движений механич. системы с идеальными связями действительным является то, для к-рого в каждый момент времени выполняется условие:

$$\sum_{i=1}^n (F_i - m_i w_i) \delta v_i = 0,$$

где m_i и w_i — соответственно массы и ускорения точек системы, F_i — действующие активные силы, δv_i — вариации скоростей точек системы, определяемые при условии, что положения этих точек и их ускорения не варьируются. Ж. н. можно использовать в случаях механч. систем, у к-рых реакции связей ортогональны к направлениям возможных скоростей точек приложени этих реакций.

g-ФАКТОР (множитель Ланда, фактор магнитного расщепления) — множитель, определяющий масштаб расщепления уровней энергии квантовых систем в магн. поле (нодробнее см. *Ланде множитель*).

G-ЧЕТНОСТЬ (же-чётность, G) — одно из квантовых чисел адронов, обладающих нулевыми значениями *барьонного числа* (B), *странности* (S), *очарования* (C), *красоты* (b). К этим адронам относятся, напр., π⁺, η⁺, ω⁺, J/ψ-мезоны. Существование G-ч. вытекает из *изотопической инвариантности* и инвариантности относительно *зарядового сопряжения*, характерных для

ЗАГЛУШЕННАЯ

адронов. Рассмотрим, напр., π^+ -мезон. При зарядном сопряжении он переходит в π^- (т. е. в частицу с другой волновой ф-цией). Если, однако, воспользоваться изотопич. инвариантностью, «перевести» частицу в изотопич. простр-стве так, что π^- заменится на π^+ , то при совместном действии обоих преобразований π^+ перейдет сам в себя. То же справедливо и для др. адронов с $S=B=C=b=0$, а также для систем адронов с нулевыми суммарными значениями этих квантовых чисел, напр. $K\bar{K}$, $N\bar{N}$. При этом волновая ф-ция частицы (или системы) либо вовсе не меняется, либо изменяется знак. В первом случае говорят, что G -ч. положительная ($G=+1$), во втором — отрицательная ($G=-1$). Напр., π , ω , J/ψ -мезоны имеют отрицательную G -ч., а ρ и η -мезоны — положительную. Для *истинно нейтральных частиц* $G=C(-1)^l$, где C — зарядовая четность, l — изотопич. спин частицы. G -ч. системы частиц, каждая из к-рых имеет определенное значение G -ч., равна произведению G -ч. отд. частиц. Инвариантность сильного взаимодействия относительно зарядного сопряжения и изотопич. инвариантности приводит к сохранению G -ч. системы в любых процессах, вызванных сильным взаимодействием. Аналогично зарядовой четности G -ч. обуславливает ряд запретов на протекание реакций (в т. ч. распада частиц), происходящих в результате сильного взаимодействия. Например, ρ -мезон может распадаться на 2π , а ω -мезон — только на 3π (это обуславливает меньшую ширину ω по сравнению с ρ).

Нарушение G -ч. в адронных процессах (так же, как нарушение изотопич. симм) связано с небольшой разностью масс u - и d -кварков (см. *Кварки*) и с эл.-магн. поправками (вызванными испусканием реальных или виртуальных фотонов). Вероятность таких процессов на 2–3 порядка меньше вероятности, характерной для процессов, обуславливаемых сильным взаимодействием, и сравнима с вероятностью эл.-магн. процессов. Так, распад $\eta \rightarrow 3\pi$, запрещенный G -ч., составляет ок. 53% всех распадов η -мезона, а распад $\eta \rightarrow 2\pi$ ок. 39% (распад $\eta \rightarrow 2\pi$ запрещен законом сохранения четности). Благодаря этому в классификации элементарных частиц η -мезон относят не к резонансам, а к «стабильным» частицам.

Лит. см. при ст. *Элементарные частицы*. С. С. Герштейн.



ЗАГЛУШЕННАЯ КАМЕРА — специально оборудованное помещение для акустич. измерений в условиях, приближающихся к условиям свободного открытого пространства (в свободном звуковом поле). Стены, пол и потолок З. к. покрываются звукопоглощающими материалами, обеспечивающими практически полное отсутствие отраженных звуковых волн. В совр. З. к. заглушающая отделка состоит из клявнев лёгкого пористого материала (стекловолокна), расположенных основаниями к стенам. В З. к. большого размера удаётся получить поглощение до 99% по энергии в диапазоне частот от 50–70 Гц до самых высоких слышимых частот. В З. к. с размерами 4–5 м высота граница рабочих частот обычно составляет 100–120 Гц. Отсутствие заметных отражений в З. к. сводит до минимума наличие интерференций и стоячих волн, что позволяет приблизиться к идеальной форме звуковой волны — чисто бегущей плоской или сферической. Это даёт возможность проводить в З. к. следующие акустич. исследования: градуировку измерит. микрофонов в свободном поле; испытание громкоговорителей на отдачу и по направлениости излучения, т. е. измерения развиваемого громко-

говорителем звукового давления, мощности направленности; исследования шума машин, трансформаторов и др. объектов; определение порога слышимости и др. характеристик слуха человека. При всех этих исследованиях кроме хорошего приближения к условиям чистого бегущей звуковой волны существует и хорошая звукоизоляция и виброизоляция от внеш. звуковых полей.

Контроль акустич. качеств З. к. производится, напр., непосредств. измерением отношения звукового давления отражённой волны к звуковому давлению прямой волны, идущей от источника звука; в хорошей З. к. это отношение не должно превышать 20 дБ. Другим, более удобным и общепринятым способом оценки качества З. к. является изучение закона спадаения звукового давления по мере удаления от источника. Этот способ основан на теоретич. зависимости, справедливой для точечного источника звука, согласно к-рой звуковое давление в свободном поле убывает обратно пропорц. расстоянию между источником и приёмником. Отклонения обычно не превышают 1 дБ. Размеры камеры должны допускать расположение приёмника и источника звука на достаточно большом расстоянии, для того чтобы приёмник находился в зоне практически плоских волн. При нарушении этого условия между звуковым давлением и колебат. скоростью в точке приёма будет существовать фазовый сдвиг, зависящий от частоты. Условие для допустимого расстояния d обычно выражается ф-лой: $d \geq 120\lambda$ (д в м, f — частота в Гц). В нек-рых акустич. З. к. испытывают прибор, предназначенные для излучения и приёма эл.-магн. волн дециметрового диапазона. Чтобы создать свободные эл.-магн. поля, добиваются полного поглощения эл.-магн. волн в отделе камеры. Это достигается, напр., пропиткой клявнев из стекловолокна графитным порошком или подмешиванием в стекловолокно стальных тонких стружек.

Лит.: Колдесников А. Е., Акустические измерения, Л., 1983.

ЗАГОРИЗОННОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

— распространение радиоволн на расстояния, превышающие расстояние прямой видимости. Расстояние прямой видимости $R_{\text{пр}}$ определяется как расстояние между точками A и B (пункты передачи и приёма радиоволн), при к-ром соединяющая их линия (линия горизонта) касается земной поверхности (рис. 1). Оно равно $R_{\text{пр}} \approx \sqrt{2a(h_1 + h_2)}$, где $a = 6370$ км — радиус Земли; h_1, h_2 — высоты приёмной и передающей антенн. З. п. р. ($R > R_{\text{пр}}$) может осуществляться вследствие дифракции радиоволн вокруг земной поверхности, из-за рефракции радиоволн в неоднородной атмосфере Земли и их переизлучения мелкомасштабными неоднородностями атмосферы, а также благодаря применению *ретрансляции*.

Дифракция радиоволн вокруг сферич. поверхности Земли играет важную роль для З. п. р. ДВ-диапазона. Существенной оказывается канализация радиовлучения в волноводе Земли — ионосфера, поэтому расчёты

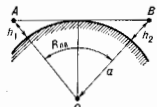


Рис. 1.



Рис. 2.

характеристик распространения длинных и сверхдлинных радиоволн проводят с учётом *волнового распространения радиоволн* (см. также *Распространение радиоволн*).

Рефракция радиоволн в неоднородной атмосфере Земли определяет З. п. р. КВ- и УКВ-диапазонов. З. п. р. УКВ-диапазона в тропосфере возможно в условиях *сверхрефракции*. При этом волна, излучённая в точке A под углом φ_0 к поверхности Земли, отражается от тропо-

сферы на высоте h и приходит в точку B , удалённую на расстояние R (рис. 2):

$$R = 2 \sin \varphi_0 \int_0^h dz \left(1 + \frac{z}{a}\right)^{-1} \left[\frac{\varepsilon(z)}{\varepsilon(0)} \left(1 + \frac{z}{a}\right)^2 - \sin^2 \varphi_0\right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где $\varepsilon(z)$ — диэлектрик, проницаемость среды (троспосферы) на высоте z . Высота h определяется из равенства

$$\left(1 + \frac{h}{a}\right)^{-1} \left[\frac{\varepsilon(h)}{\varepsilon(0)}\right]^{1/2} \sin \varphi_0 = 1. \quad (2)$$

Расстояние R , как правило, заметно превышает величину $R_{\text{пр}}$, особенно в условиях существования атмосферы, волновода, когда, в частности, возможно З. р. за счёт последования отражений УКВ-сигналов от троспосферы и земной поверхности. З. р. КВ-диапазона в обычных условиях осуществляется также путём последования отражений коротких волн от ионосферы и Земли.

При этом дальность одного скачка (рис. 2) определяется из формул (1), (2). Кроме того, возможно З. р. УКВ- и КВ-диапазонов за счёт распространения их соответственно в атм. п. в ионосферном волноводных каналах.

Причиной дальнего троспосферного, ионосферного и метеорого распространения УКВ-сигналов (см. *Распространение радиоволн, Метеорологическая радиосвязь*) является переизлучение (рассеяние и отражение) радиоволн от объёмных неоднородностей атмосферы Земли. Дальность распространения радиоволн при этом определяется высотой рассеивающей области над Землёй и обычно составляет от 200 до 2000 км.

З. р. возможно также благодаря ретрансляции, когда между передающей A и приёмной B станциями, удалёнными на расстояние $R > R_{\text{пр}}$, располагают один или несколько (C_1, C_2, \dots, C_n) спец. приёмно-передающих пунктов (ретрансляторов) в пределах зоны прямой видимости отд. пар корреспондирующих пунктов (рис. 3). Радиоретрансляторы используют в линиях космич. связи для передачи информации на большие расстояния через ИСЗ и в троспосферных радиорелейных линиях.

Лит.: Шуккин А. Н., *Распространение радиоволн*, М., 1940; Альберт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л., *Распространение радиоволн*, М., 1953; Кайялик А. И., Черепникова Е. Д., *Распространение радиоволн и работа радиосвязи*, М., 1971; Радиология космического рассеяния метровых волн, под ред. Н. Н. Шукской, М., 1973.

В. А. Алымов.

ЗАЖИГАНИЯ КРИТЕРИЙ самоподдерживающейся термоядерной реакции — условие поддержания плазмы при темп-ре горения термоядерных реакций ($T \approx 8$ кэВ или $\geq 10^8$ К) за счёт энергии остающихся в плазме продуктов термоядерных реакций. В DT-реакции на поддержание темп-ры плазмы расходуется энергия ядер ${}^4\text{He}$ (α -частиц, $\alpha_0 = 3,52$ МэВ) при их кулоновском торможении в плазме. В дейтериевой плазме на поддержание реакции расходуется энергия тритонов, протонов и ядер ${}^3\text{He}$, к-рая в среднем за каждую реакцию составляет $\approx 2,42$ МэВ.

В стационарном режиме горения DT-реакции все потери на плазму с избытком компенсируются мощностью, выделяющейся в термоядерных реакциях в виде α -частиц, к-рые удерживаются в плазме и передают ей свою энергию.

Для равнокомпонентной DT-плазмы с максвелловским распределением частиц по скоростям З. к. самоподдерживающейся термоядерной реакции можно записать в виде:

$$n_e \tau_E \geq \frac{12T}{\omega_{\alpha 0} \alpha_0 \alpha - 1,34 \cdot 10^{-14} \cdot T},$$

где n_e — плотность электронов (в см $^{-3}$), T — темп-ра плазмы (в кэВ), τ_E — время удержания энергии в плазме без учёта потерь на тормозное излучение (в секундах); $\langle \sigma v \rangle_{\alpha}$ — усреднённая по максвелловскому распределению скорость термоядерной реакции (в см 3 ·с $^{-1}$). Второй член в знаменателе характеризует потери энергии DT-плазмы на тормозное излучение.

Величина $n_e \tau_E$ наз. параметром удержания и энергия в плазме и принимает мин. значение $1,6 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ ·с при $T \approx 25$ кэВ. График, представляющий $n_e \tau_E$ (Т) см. в ст. *Управление термоядерной синтез*.

Термоядерный реактор с горением самоподдерживающейся реакции является частным случаем реактора, работающего в режиме усилителя мощности (с коэф. усиления Q), для к-рого $n_e \tau_E$ определяется *Лоусона критерием*. В предельном случае $Q \rightarrow \infty$ при выполнении З. к. реактор, работающий в режиме усилителя мощности, превращается в генератор, т. е. в реактор с замкнутым самоподдерживающейся термоядерной реакцией.

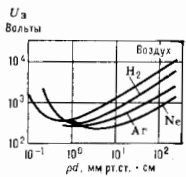
Лит.: Плетушович В. И., *Некоторые задачи токамака с длинными быстрыми нейтронами*, Физика плазмы, 1974, т. 2, в. 1, с. 3; Яаэсубу Д. Л., Neutral-beam-driven tokamak fusion reactors, «Nucl. Fusion», 1977, в. 17, p. 309.

В. И. Плетушович.

ЗАЖИГАНИЯ ПОТЕНЦИАЛ — наименьшая разность потенциалов между электродами в газе, необходимая для возникновения самостоят. разряда, т. е. разряда, поддержание к-рого не требует наличия внеш. ионизаторов. При этой разности потенциалов скорость ионизации газа в межэлектродном промежутке за счёт разл. механизмов пробоя электрического

начинает превышать скорость деионизации: когда степень ионизации газа резко возрастает, возникает ток проводимости. Для начала этого процесса требуется наличие в газовом промежутке нек-рой затравочной ионизации. Обычно такая ионизация всегда существует за счёт действия естеств. ионизирующих факторов (космич. излучение, естестве. радиоактивность). Вследствие флуктуаций естеств. фона ионизации развитие самостоят. разряда требует известного времени, а величина З. п. зависит от характера напряжения, приложенного к электродам (постоянное, переменное той или иной частоты, импульсное с разл. длительностью, формой и скважностью импульсов). Скорость ионизации, а следовательно, и величина З. п. зависят от природы и давления газа, и расстояния между ними. При этом давление p и расстояние d между электродами не являются независимыми параметрами, а величина З. п. зависит от произведения pd (рис.; см. также *Паушена закон*). Развитие процессов объёмной ионизации за счёт электронного удара (см. *Ионизация*) оказывается затруднённым и при больших p и при малых значениях pd . При малых pd почти каждое столкновение может привести к ионизации, но число этих столкновений на длине промежутка мало и электронная лавина, необходимая для создания самостоят. разряда, не сможет образоваться. При больших pd число столкновений велико, но энергия, приобретаемая электродами на длине пробега, оказывается слишком малой для ионизации нейтральных атомов и молекул. В результате З. п. возрастает и в области малых и в области больших значений pd , при $pd \sim 1$ мм рт. ст.·см З. п. достигает дна; для большинства газов мин. величины, обычно порядка сотен вольт. Теоретические кривые Паушена были интерпретированы Дж. Таунсендом (J. S. Townsend).

Сильное влияние на величину потенциала зажигания оказывает наличие даже незначит. примесей к осн. газу, заполняющему систему (см. *Пеннинга эффект*). При



Зависимость потенциала зажигания U_0 от pd для различных газов (p — в мм рт. ст., d — в см).

этом электроотрицат. прически обычно повышают Z , п., это связано с замкнутой части электронов в разряде отрицат. ионами, ионизующая способность к-рых меньше, чем у электронов. Существенно влияет на величину Z . п. образование на поверхности катода тонких впадок чужеродных атомов. Z . п. для разных разрядов находят с помощью полуэмпирических формул и из эксперимента.

Лит.: Кандов Н. А., Электроника, 2 изд., М., 1956; Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959, гл. 7; Рау в е р Ю. П., Основы современной физики газоразрядных процессов, М., 1980.

ЗАМАГНИЧЕННАЯ ПЛАЗМА — плазма, находящаяся в магн. поле напряженностью H в таких условиях, что ларморовская частота вращения ω_H заряд. частиц в этом поле ($\omega_H = ZeH/Mc$) существенно превышает характерную частоту соударений $\nu_{\alpha\beta}^{-1}$ между односортовыми и разнородными частицами (электронами и ионами): $\omega_H \tau_{ei} \gg 1$ (здесь Z — атомный номер, M — масса частицы, τ_{ei} — время между двумя последоват. столкновениями). Такие условия могут осуществляться в сильных магн. полях или в очень разреженной плазме. В Z . п. ларморовский радиус значительно меньше длины свободного пробега. Это означает, что смещение частицы в результате столкновения оказывается только нормида циклотронного радиуса. Поэтому в Z . п. существенно уменьшаются ламинарные коэф. переноса вещества, энергии и импульса в направлении, перпендикулярном магн. полю. Напр., в случае иростой конфигурации магн. поля поперечный коэф. диффузии уменьшается по сравнению с продольным в $(\omega_H \tau_{ei})^2$ раз; электронные и ионные потоки тенды вдоль поперечных градиентов темпы падают соответственно в $(\omega_H \tau_{ei})^2$ и $(\omega_H \tau_{ii})^2$ раз. В сложных равновесных конфигурациях плазмы в магн. поле, где сильно меняются траектории частиц, уменьшение коэф. переноса нельзя описать такой простой ф-лой вследствие того, что смещение частиц между соударениями может происходить на величину, существенно превышающую её ларморовский радиус.

Z . п. и плазма, вмороженная в магн. поле, — не одно и то же. Различие между Z . п. и *вмороженностью магнитного поля* в плазму заключается в том, что не при всех движениях Z . п. возникают токи (напр., именно так иронходит диффузионный перенос плазмы поперек H), а также в Z . п. существует широкий класс низкочастотных квазипотенциальных движений ($\text{rot } E \approx \approx 0$, E — электр. поле), для к-рых магн. поле не возмущается, и, следовательно, не вморожено в среду. В этих случаях следует отказываться от простой записи закона Ома в виде $j = \sigma(E + \frac{1}{c} [vH])$ и пользоваться уравнениями *двухжидкостной гидродинамики плазмы*.

Лит. см. при ст. Плазма. С. С. Моисеев.

ЗАМЕДЛЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ — уменьшенные кинетич. энергии ϵ нейтронов в результате многократных столкновений их с атомными ядрами среды. Механизм Z . п. зависит от энергии нейтронов. Если ϵ больше порога неупругого рассеяния нейтрона на ядре ($\epsilon_{ny} \approx 0,1 - 10$ МэВ), то нейтроны расходуют энергию гл. обр. на возбуждение ядер и ядерные реакции, сопровождающиеся вылетом нейтронов. При одном соударении нейтрон в среднем теряет значит. долю своей энергии и после небольшого числа столкновений (часто одного) переходит в область энергий $\epsilon < \epsilon_{ny}$. Дальнейшее Z . п. происходит только за счёт упругого ядерного рассеяния.

Если $\epsilon \geq 0,1 - 0,3$ эВ, то можно пренебречь тепловым движением и хим. связью атомов среды и рассматривать ядра как свободные и покоящиеся. При этом рассеяние практически изотропно в системе центра масс нейтрон-ядро, и при одном соударении с ядром с массовым числом A нейтрон с энергией ϵ с равной вероятностью может передать ядру любую энергию в интервале от 0 до $4A\epsilon/(A+1)^2$. Соответственно, его ср. потеря энергии равна $2A\epsilon/(A+1)^2$, т. е. пропорц. ϵ ,

а среднелогарифмическая (усреднённая по углам рассеяния нейтрона) потеря энергии при одном соударении:

$$\xi = \ln \frac{\epsilon'}{\epsilon} + 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1} \quad (1)$$

(ϵ и ϵ' — энергии до и после соударения). Т. о., ξ не зависит от энергии нейтрона. Поэтому ξ удобно использовать как характеристику упругого Z . п. (для среды, состоящей из смеси ядер с разными A , ξ усредняется по концентрациям с весом, пропорц. сечению рассеяния σ_r , что может привести к слабой зависимости ξ от ϵ). Для водорода $\xi=1$ и монотонно убывает с ростом A (см. табл.). Ср. число столкновений m , требуемое

Параметры упругого замедления нейтронов и некоторых веществ

Вещество	ξ	m^*	l_p , см	τ^* , см ²
H ₂ O	0,948	19	1,1	30,2
D ₂ O	0,570	30	2,6	120
Be	0,209	88	1,6	97,2
BeO	0,173	104	1,5	105
Графит	0,158	114	2,6	350

* При Z . п. от ср. энергии нейтронов деления до тепловой энергии.

для Z . п. от энергии ϵ_0 до ϵ , равно $m = u/\xi$, где величина $u = \ln(\epsilon_0/\epsilon)$ наз. л е т а р г и е й нейтрона.

Захват нейтронов ядрами в легких веществах в процессе Z . п. несутествен, т. к. сечения захвата σ_a нейтронов малы по сравнению с сечением рассеяния σ_r ; в тяжелых веществах из-за большого m заметное число нейтронов может захватиться при Z . п. до малых энергий. Доля нейтронов, избежавших захвата при Z . п. от энергии ϵ_0 до ϵ , равна

$$P(\epsilon_0, \epsilon) = \exp[-R\gamma(\epsilon_0, \epsilon)/\xi\sigma_r], \quad (2)$$

где $R\gamma(\epsilon_0, \epsilon)$ — т. н. резонансный интеграл захвата нейтроном, равный:

$$R\gamma(\epsilon_0, \epsilon) = \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \sigma_a(\epsilon') \frac{d\epsilon'}{\epsilon'}. \quad (3)$$

Энергетич. распределение упруго замедляющихся нейтронов $N(\epsilon)$ в случае непрерывно получаемого моноэнергетич. нейтронного источника интенсивностью Q нейтронов в 1с с энергией нейтронов ϵ_0 в большом (утечкой нейтронов можно пренебречь) объеме однородного вещества в отсутствие захвата описывается ф-лой (спектр Ферми):

$$N(\epsilon) d\epsilon = \frac{Ql_p}{v\epsilon} \frac{d\epsilon}{\epsilon} (\epsilon < \epsilon_0), \quad (4)$$

где l_p — длина свободного пробега нейтрона до рассеяния, v — его скорость. Отношение ξ/l_p наз. з а м е д л я ю щ е й с п о с о б н о с т ью вещества. Учёт захвата приводит к появлению в ф-ле (4) множителя $P(\epsilon, \epsilon_0)$, т. е. сдвигает спектр в сторону больших энергий (уменьшает). В случае импульсного источника нейтроны при упругом Z . п. в однородной среде после $1/\xi$ соударений в каждый момент времени t после импульса группируются по энергии вблизи ср. энергии

$$\epsilon = 2m_n (l_p \xi t)^2 \quad (5)$$

(m_n — масса нейтрона), причём тем теснее, чем теснее среда [с дисперсией $D = (\xi^2 - \xi^2)/\xi^2 = 2/3A$]. Эта особенность позволяет измерить энергию нейтронов по времени замедления в тяжелых замедлителях (см. *Нейтронная спектроскопия*). Время Z . п. при $\epsilon_0 \gg \epsilon$ определяется ф-лой (5), т. е. пропорционально $l_p \xi$, в Рb при $\xi=1$ эВ, $\epsilon = 4 \cdot 10^{-4}$ с.

Диффузию нейтронов при Z . п. удобно описывать в терминах плотности замедления q , т. е. числа нейтро-

пов в 1 см^3 , «пересекающихся» за 1 с данное значение энергии при движении по энергетич. шкале; q связана с пространственно-энергетич. плотностью нейтронов n (числом нейтронов в 1 см^3 в единичном энергетич. интервале) соотношением: $q = n v \xi / I_p$ и удовлетворяет т. п. уравнению в возрасте Ферми (в случае среды без поглощения):

$$\frac{dq}{dt} = \Delta q, \quad \tau(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}) = \int_0^{\tau(\mathcal{E})} D(t') dt' = \int_0^{\mathcal{E}_0} \frac{I_p I_{tr}}{3\xi} \frac{d\mathcal{E}'}{\mathcal{E}'} \approx \frac{I_p I_{tr}}{3\xi} m(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}). \quad (6)$$

Здесь τ — среднее время З. п. от энергии \mathcal{E}_0 до энергии \mathcal{E} , $I_{tr} = I_p(1 - \cos\theta)$ — ср. транспортная длина свободного пробега (ср. длина, проходимая нейтроном в первом направлении), $\cos\theta = 2/3A$ — ср. косинус угла рассеяния.

Величина т. наз. возраста нейтронов, кроме того, величина б τ имеет смысл ср. квадрата расстояния, на к-рое удалится нейтрон в безграничной однородной среде при замедлении от энергии \mathcal{E}_0 до \mathcal{E} . Величина $M(\mathcal{E}_0) = V\tau$ при З. н. до тепловой энергии наз. длиной О. З. н.

В безграничной однородной среде без поглощения в случае точечного моноэнергетич. источника нейтронов единичной интенсивности решение ур-ния (5) даёт

$$q = (4\pi r)^{-3} \exp(-r^2/4\tau). \quad (7)$$

Утечка нейтронов наружу скажется, когда размеры среды $\ll \sqrt{V\tau}$. Как и поглощение нейтронов, она приводит к «ужесточению» нейтронного энергетич. спектра в среде.

При энергиях $\mathcal{E} < 0,1 - 0,3$ эВ на рассеяние нейтронов влияют хим. связь и тепловое движение атомов. Скорость З. н. снижается, и спектр нейтронов стремится к равновесному, обычно близкому к максвелловскому, т. е. в этой области энергии наз. *те р м а л и з а ц и е й* *н е й т р о н о в*.

Нейтроны образуются в ядерных реакциях обычно с энергией ≥ 1 МэВ. З. н. являются способом трансформации их в тепловые, к-рые используются в ядерной энергетике (см. *Ядерный реактор*), при исследовании конденсир. сред (*См. Нейтронграфия*) и др.

Лит. см. при ст. *Диффузия нейтронов*.

М. В. Казарновский.

ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СИСТЕМА (замедляющая структура) — устройство, формирующее и канализующее эл.-магн. волны с фазовой скоростью v , меньшей скорости света c в вакууме (замедленные волны) и обеспечивающее их длительное, синхронное взаимодействие с потоками заряд. частиц. Величину $n=c/v$ наз. коэф. замедления (замедления), формально она совпадает с показателем преломления нек-рой эфф. среды. Длительное (в масштабе периода колебаний T), синхронное взаимодействие частиц с волной обладает свойством избирательности, достигая макс. эффекта при скорости частиц $v_g \approx v$. Таким и определяются осн. области применения З. с.: электронные СВЧ-приборы, основанные на индуцир. черенковском излучении и аномальном *Доплера эффекте*, такие, как лампа бегущей волны (ЛБВ), лампа обратной волны (ЛОВ), магнетрон, пек-ры (разновидности мазеров на циклотронном резонансе; синхротронные и линейные ускорители, сепараторы заряд. частиц; осциллография, электронно-лучевые трубки бегущей волны. Аналогичные устройства в черенковском счётчиках, регистрирующие индивидуальное световое излучение быстрых частиц, наз. радиаторами.

Эффект замедления достигается при помощи сплошных однородных сред с большими диэлектрич. (и/или магн. проницаемостями).

Другой класс З. с. связан с использованием неоднородных волн (обычно периодич. или почти периодич.) структур. Это могут быть чисто металлич. устройства

(спирали, волноводы с гофрир. стенками, цепочки связанных резонаторов и т. п.). Именно такие З. с. и преобладают на практике (рис. 1). В спиральных З. с. замедление n главной волны примерно равно отношению длины проводящих «пштей» спирали к длине их

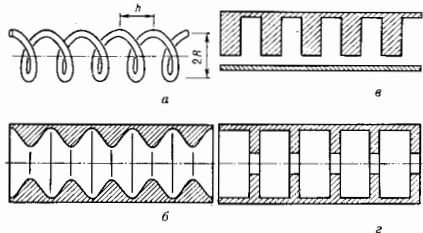


Рис. 1. Примеры замедляющих систем: а — одножильная спираль; б — волновод с гофрированными стенками; в — гребенка; г — диафрагмированный волновод.

намотки, что позволяет интерпретировать механизм замедления как распространение волн тока со скоростью c вдоль этих проводящих иштей, т. е. на удлинённому пути (рис. 2). При этом дисперсия (зависимость n от ω) отсутствует, групповая скорость равна фазовой. В волновод. З. с. любую компоненту поля нормальной вол-

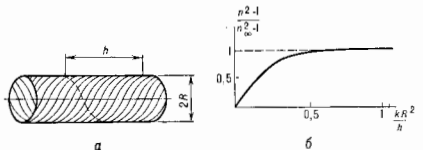


Рис. 2. Модель спиральных замедляющих систем: а — сплошной цилиндр с анизотропной проводимостью, бесконечной вдоль витков и нулевой перпендикулярно им; б — дисперсионная зависимость осесимметричной волны в нём, $n_{\text{ос}} = 1/\beta_m$ при $kR^2/h \rightarrow \infty$, $k = \omega/c$.

ны $u(r, t) = \text{Re} u_0(r) \cdot \exp(i\omega t)$ можно представить в виде суперпозиции т. п. пространств. гармоник (ПГ) (следствие *Флоке теоремы*):

$$u_0(r) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e_m(r_{\perp}) \exp(-i\beta_m z), \quad (1)$$

где z — осевая, а r_{\perp} — поперечная к ней координаты; $e_m(r_{\perp})$ — амплитуда m -й ПГ, $\beta_m = \beta_0 + 2\pi m/d$ — её волновое число, причём обычно полагают $|\beta_m| < |\beta_m|$; d — период З. с. Фазовые скорости ПГ $v_m = \omega/\beta_m$ отличаются друг от друга.

Замедление и др. случаях можно объяснить удлинённым пути волн из-за перестройки от периодически расположенных препятствий, это же приводит и к возникновению ПГ в (1). В синхронизме с движущимися частицами могут находиться любые ПГ, но это вовсе не означает, что др. ПГ обязаны быть медленными — волновое поле (1) допускает существование и быстрых гармоник ($|v| > c$), к-рые в неэкраирир. системах ведут себя как излучающие (поэтому их иногда наз. в ы т е к а ю щ и м и в о л н а м и). Величина и направление групповой скорости определяются всем набором ПГ (1). У части ПГ фазовые скорости совпадают по направлению с групповой (прямые гармоники), у др. части v_m противоположны групповой скорости (обратные гармоники). Синхронизм с прямыми ПГ используется в приборах типа ЛБВ, ускорителях и управляющих элемент-

тах осциллографич. трубок; в приборах типа JIBV используются синхрониз. с обратными ПП.

Эффективность взаимодействия ВЧ-поля с движущимися частями в З. с. характеризуется в электронных СВЧ-приборах соотношением в связи $R_{св} = |E_{м1}|^2 / 2p_{св}^2 P$, а в ускорителях — ионитовым соотношением $R_{и} = |E_{м1}|^2 / 2p_{и}^2 P$, где P — поток энергии через поперечное сечение З. с., $E_{м1}$ — компонента поля синхронной гармоник, действующая на заряд. частицы, α — коэф. затухания волны.

Важной особенностью нормальных волн в любой периодич. системе являются частотные подомы неупругости, когда $\text{Im} \beta_{\omega} \neq 0$ даже в системах без потерь. Это одномерный вариант отражения, возникающего в произвольных периодич. ренгетках (см. *Брегга—Вульфа условия*).

Любую систему, направляющую волны, фазовая скорость к-рых меньше скорости однородной волны в окружающей свободном пространстве, можно отнести к З. с., независимо от её назначения. Сюда, в частности, относятся все типы *волноводов диэлектрических*, а также системы, направляющие поверхностные волны.

Лит.: Сидин Р. А., Сазонов В. П., Замедленные системы. М., 1966; Пестов Е. И., Физика волн и А. Т., Полостные линии передачи, 2 изд., М., 1960; П. Ф. Колева, Р. А. Сидин.

ЗАМИРАНИЕ (феддинг) — случайное изменение уровня принимаемого радиосигнала, обусловленное вариациями параметров среды, в к-рой он распространяется.

Быстрые (длительностью от долей до десятков мкс) интерференц. З. обусловлены случайными изменениями фазовых соотношений между отд. составляющими в принимаемом многолучевом сигнале (см. *Интерференция радиоволн*). Многолучевая структура сигнала формируется из волн, приходящих в точку приёма

тоте, пространство, или при приёме излучения на две антенны разной поляризации. Для оценки, чтобы З. статистически независимы на великом масштабе $\xi_{\tau} = \{ \tau_k, f_k, l_k \}$ (т. е., f_k, l_k — радиусы временной, пространственной и пространственной корреляции З.), при к-ром соответствующая нормированная ф-ция корреляции убывает до значения $e^{-1} \approx 0,37$. Экспериментально измеренные значения ср. величин τ_k, f_k, l_k для разл. радиолний, а также тип соответствующей ф-ции распределения З. сигналов приведены в табл.

Медленные (от единиц до десятков мпс) З. в основном обусловлены случайными изменениями рефракции в тропосфере, фокусировкой и дефокусировкой радиоволн крупномасштабными неоднородностями ионосферы, кратковрем. поглощением радиоволн и т. и. Как правило, медленные З. радиосигналов подчиняются логарифмически нормальному распределению флуктуаций. Радиусы пространственной, частотной, временной корреляции медленных З. на порядок и более превосходят соответствующие значения этих параметров для быстрых З.

З. сигнала могут существенно снижать устойчивость работы радиолний. Для борьбы с З. широко используются пространств., частотные и временные разнесение каналов приёма (передачи) информации. Этот способ борьбы с З. является эффективным, если разнесение каналов превосходит соответств. радиус корреляции З. принимаемого радиозлучения.

Лит.: Калинин А. И., Черенкова Е. Л., Распространение радиоволн и работа радиолний. М., 1971; Дюжнев Ю. К. и М. Ф. Флуктуационные процессы при распространении радиоволн. М., 1971; Дэвис К., Радиоволны в ионосфере, пер. с англ., М., 1973; Калинин А. И., Распространение радиоволн при трясках наземных и космических радиолний. М., 1973; Связь с наземными объектами в диапазоне СВЧ, под ред. Ю. К. Дюжнева, пер. с англ., М., 1979.

В. А. Алимов.

Тип радиолнии	Тип распространения замирающей сигнала	τ_k , с/сек	f_k , МГц	l_k
РРЛ с интервалами в пределах прямой видимости над морской поверхностью ($f=1000-6000$ МГц)	$W(A) = \frac{A}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{A^2}{2} \right)$	1-10	$(2-5) \cdot 10^{-2} f$	$(140-160) \lambda$
Тропосферные РРЛ ($f=400-5000$ МГц)	разлечное обобщенное разлечное разлечное	$10^{-1}-10$ $10^{-1}-10$	$(2-5) \cdot 10^{-2} f$ $10^{-4}-10^{-2}$	$(70-100) \lambda$ $(10-25) \lambda$
Линии ионосферного рассеяния ($f=30-60$ МГц)	разлечное	0,2-0,3	$(5-10) \cdot 10^{-2}$	$(7-10) \lambda$
Линии ракурсного рассеяния радиолний искусственными неоднородностями ионосферы	разлечное	0,2-0,5	$(1-3) \cdot 10^{-2}$	$(4-5) \lambda$
Радиолнии космической связи: геостационарный ИСЗ-самолет ($f=200-400$ МГц, скорость самолета 800 км/час)	обобщенное разлечное	1-5	$(2-10) \cdot 10^{-2}$	—
Радиолнии гелиосвязи с наземными объектами ($f=300-3000$ МГц, скорость объекта ~40 км/час)	разлечное	$5 \cdot (10^{-2}-10^{-3})$	$10^{-1}-10$	$(1-30) \lambda$

но разл. путем в процессе распространения радиоволн в среде: прямая волна и волна, отражённая от земной поверхности, в радиорелейных линиях связи (РРЛ), множество волн, нерезультативных неоднородностями тропосферы и ионосферы, и т. и. Фазовые соотношения между отд. лучами в принимаемом многолучевом сигнале могут изменяться за счёт случайных пространственно-временных вариаций диэлектрич. проницаемости среды, а также за счёт движения одного или обоих корреспондирующих пунктов. Разновидностью быстрых интерференц. З. являются поляризац. З. сигнала, обусловленные изменениями фазовых соотношений между отд. лучами с разл. поляризацей в многолучевом сигнале, принимаемом на антенну с заданной поляризацей излучения.

Быстрые З. сигнала описываются ф-циями распределения и ф-циями корреляции (временной, частотной, пространственной, поляризацонной) огибающей сигнала, характеризующими глубину и статистику связь между З. в двух точках, рассеянных во времени, час-

ЗАМКНУТАЯ СИСТЕМА — то же, что *изолированная система*.

«ЗАМОРАЖИВАНИЕ» ОРБИТАЛЬНЫХ МОМЕНТОВ — эффект, обусловленный действием неоднородного электрич. поля кристаллич. решётки на движение электронов внутр. незанятых электронных слобов парамагн. ионов [1]: ср. значение проекции орбитального магн. момента этих электронов на направление внеш. магн. поля оказывается равным нулю, вследствие чего их орбитальные моменты не дают вклада в результирующий магн. момент кристалла (орбитальные магн. моменты электронов как бы «замораживаются» сильным внутрикристаллическим полем, и их направление нельзя изменить более слабым действием внешнего магнитного поля). Для реализации этого эффекта необходимо, чтобы энергия взаимодействия орбитального момента с внешним магнитным полем Δ_H была значительно меньше величин расщепления уровней $\Delta_{кр}$ обусловленного действием *внутрикристаллического поля*.

В случае делокализации электронов внутр. недостроенных электронных слоев ионов в переходных металлах (в т. н. *d*-металлах) и их спинах эффект «З.» о. м. также имеет место. Осн. фактором подавления орбитальных моментов делокализованных *d*-электронов является, по-видимому, периодич. потенциал кристаллич. решётки [2].

Наиб. детально «З.» о. м. исследовано для электронов, локализованных на парамагн. ионах (Cu^{2+} в CuSO_4 ; Mn^{2+} , добавочных в ZnS , и др.). Потенцил возмущения данного эффекта можно на примере электрона с орбитальным квантовым числом $L=1$, движущегося вокруг ядра, к-рое находится в неоднородном внутр-кристаллич. поле ромбич. симметрии (наличие спина у электрона не учитывается [3]). Потенциал V статич. электр. поля в узле кристалла ромбич. симметрии, где находится ядро, определяется соотношением

$$V = Ax^2 + By^2 - (A+B)z^2 \quad (1)$$

(A и B — константы). Выражение (1) является потенциалом от x, y, z наим. степеней, удовлетворяющим симметрии кристалла и Лапласа уравнению $\nabla^2 V = 0$.

Для описания осн. невозмущённого состояния иона можно взять три ортогональные и нормированные волновые ф-ции:

$$U_x = xf(r), \quad U_y = yf(r), \quad U_z = zf(r), \quad (2)$$

к-рые обладают свойством:

$$\hat{L}^2 U_i - L(L+1)U_i - 2U_i \quad (i = x, y, z), \quad (3)$$

где \hat{L}^2 — оператор квадрата орбитального момента иониды (в единицах \hbar^2). Из соотношения (3) вытекает, что волновые ф-ции U_i описывают p -состояния с $L=1$. Возмущённое состояние иона во внутр-кристаллич. поле можно определить, вычислив матричные элементы оператора возмущения (1), с использованием волновых ф-ций U_i . Оказывается, что все недиагональные матричные элементы равны нулю, в то время как диагональные матричные элементы отличны от нуля. Это означает, что внутр-кристаллич. поле ромбич. симметрии расщепляет первоначально трехкратно вырожденный энергетич. уровень иона на три уровня, энергия к-рых определяется диагональными матричными элементами

$$\langle U_x | eV | U_x \rangle = A(I_1 - I_2), \quad (4)$$

$$\langle U_y | eV | U_y \rangle = B(I_1 - I_2), \quad (5)$$

$$\langle U_z | eV | U_z \rangle = -(A+B)(I_1 - I_2), \quad (6)$$

где

$$I_1 = \int |f(r)|^2 x^2 dx dy dz, \quad (7)$$

$$I_2 = \int |f(r)|^2 x^2 y^2 dx dy dz. \quad (8)$$

В результате, несмотря на то, что полный орбитальный момент электрона отличен от нуля ($L=1$), проекция орбитального момента в каждом из трёх новых состояний на ось координат z , выделенную внеш. магн. полем H , не являются интегралами движения и ср. значения их по времени равны нулю:

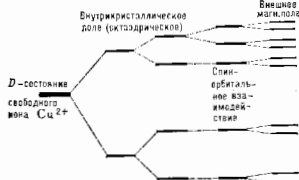
$$\langle U_x | L_z | U_x \rangle = \langle U_y | L_z | U_y \rangle = \langle U_z | L_z | U_z \rangle = 0. \quad (9)$$

Соответственно проекции орбитального момента в том же приближении также равны нулю.

Т. о., в результате действия внутр-кристаллич. поля происходит расщепление первоначально вырожденных уровней на энергетически синглетные подуровни. энергетич. интервалы между к-рыми существенно превосходят энергию Δ_H взаимодействия магн. момента электрона с внеш. магн. полем. При этом орбитальные моменты электронов не дают вклада в намагнитичность кристалла.

В качестве конкретного примера можно рассмотреть осн. D -состояние иона Cu^{2+} в парамагн. соли CuSO_4 . Имеющее кратность вырождения $2L+1=2\cdot 2+1=5$. В электр. поле октаэдрич. кристаллич. решётки ряда

соединений, содержащих ион Cu^{2+} , D -уровень расщепляется на два уровня, из к-рых нижний двукратно, а верхний трехкратно вырожден [4]. Дальнейшее сгущение вырождения происходит за счёт спин-орбитального взаимодействия, к-рое также расщепляет уровни по величине Δ_{JS} . В результате реализуется пять разл. энергетич. уровней, каждый из к-рых оказывается двукратно вырожденным (см. рис.). Только внеш. магн. поле сжимает это вырождение. Как видно из рис., $\Delta_H \ll \Delta S \ll \Delta_{\text{кр}}$. Следовательно, в данном случае магн.



Расщепление вырожденного D -состояния иона Cu^{2+} на энергетические уровни: под действием октаэдрического поля кристалла с октаэдрической решёткой (на 4 уровня), спин-орбитального взаимодействия (на 3 уровня) и внешнего магнитного поля (расщепление каждого уровня на два подуровня, отличающихся различной ориентацией спина электрона).

поле является слабым возмущением по сравнению с электр. полем кристаллич. решётки и не может оказывать ориентирующего действия на орбитальный момент.

«З.» о. м. наиб. ярко выражено во всех переходных металлах группы железа и в их многочисл. соединениях, т. к. в них незаполненные d -электроны подвержены сильному воздействию внутр-кристаллич. поля. Вызванное этим полем расщепление $\Delta_{\text{кр}}$ настолько велико, что при комнатных темп-рах «заземлен» только нижний уровень. Величина расщепления $\Delta_{\text{кр}} \ll \Delta_H$, т. к. $\Delta_{\text{кр}} \sim (10^{-1}-1)$ эВ, а $\Delta_H \sim 10^{-4}$ эВ. Энергия внутр-кристаллич. поля в этих веществах превосходит также энергию спин-орбитального взаимодействия $\Delta S \sim (10^{-3}-10^{-2})$ эВ, вследствие чего практически разрушается связь орбитального и спинового моментов. Орбитальные моменты «замораживаются», и магн. момент кристалла формируется в основном спинные моменты электронов.

Спин-орбитальное взаимодействие всё же препятствует полному «замораживанию» орбитального момента [1] и индуцирует небольшой магн. момент, связанный с орбитальным движением электрона, величина к-рого $\sim (\Delta S / \Delta_{\text{кр}}) \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора. Этот добавочный магн. момент зависит от ориентации спина относительно кристаллографич. осей. Вследствие этого наблюдается магнитная анизотропия и отклонение от числа 2 значения g -фактора (значение $g=2$ характерно для чистого спиновых моментов, см. Ланде *Можетель*). Эти эффекты возрастают при усилении отношения $\Delta S / \Delta_{\text{кр}}$ [5].

Спин-орбитальное взаимодействие не только препятствует полному «замораживанию» орбитального момента, но и приводит к зависимости положения энергетич. уровней от ориентации поля обменного взаимодействия относительно кристаллографич. осей. Такая зависимость внешних энергетич. уровней ионов от направления обменного поля и намагнитичности является причиной одноконной магн. анизотропии в сильных магнетиках [6].

В редкоземельных металлах (РЗМ) и их соединениях, где магн. свойства обусловлены $4f$ -электронами, эффект «З.» о. м. весьма незначителен [7]. У редкоземельных ионов незаполненные $4f$ -слои экранированы от действия внутр-кристаллич. поля вышележащими электронными слоями $5s^2$ и $5p^6$, значение $\Delta_{\text{кр}}$ невелико

сти или пластичности, от типа напряжённого состояния и характера нагружения детали. Соответственно получают коэф. З. н. по пределу прочности или по пределу текучести. Коэф. З. н. по пределным нагрузкам — отношение предельной нагрузки, при которой несущая способность детали (или сооружения) истощается, к расчётной нагрузке. Коэф. З. н. по пределным нагрузкам точнее отражает действит. состояние сооружения, однако его определение более трудоёмко. Коэф. З. н. по предельной деформации $\epsilon_{\text{п}}$ — отношение нагрузки, вызывающей в конструкции в целом или в к-л. её элементе максимально допустимую характерную деформацию (прогиб, изменение расстояния между узлами и др.), к расчётной нагрузке.

Безопасность работы конструкции обеспечивается выбором надлежащего коэф. З. н. При этом учитываются механич. свойства материала, вероятность возникновения случайных перегрузок, степень достоверности расчёта и исходной информации, возможность невидимых дефектов (усадочные раковины, выбоины и др.). Выбор значения коэф. З. н. учитывает необходимость экономии материала и в ряде случаев связан с проблемой создания конструкции мин. веса (напр., космич. аппаратов, самолётов). Величина коэф. З. н. колеблется в зависимости от перечисленных факторов от 1,3 до 6 и выше. Наим. значения принимаются для деталей, изготовляемых из высококачеств. материалов при высоком уровне технологий и необходимости снижения веса, а также в объектах разового кратковрем. назначения, наоборот — в конструкциях долговрем. использования, особенно при динамич. нагрузках.

ЗАПАС УСТОЙЧИВОСТИ — характеристика, определяющая степень удалённости величины действующих на конструкцию нагрузок от их предельных, критических значений, при к-рых происходит потеря устойчивости и несущая способность конструкции истощается (см. *Устойчивость упругих систем*). Численное значение З. у. выражается отношением критич. нагрузки к фактически действующей на конструкцию и наз. коэф. З. у. Выбор надлежащего коэф. З. у. затруднён тем, что невозможно точно учесть ряд факторов, влияющих на величину критич. нагрузок. Напр., для наиболее полно изученного случая — потери устойчивости продольно сжатому стержню — такими факторами являются нецентральность приложения нагрузки, лат. кривизна стержня и неоднородность материала. При расчёте реальных условий работы конструкций влияние дополнит. факторов компенсируют выбором поправочного коэф., учитывающего вероятность наличия дефектов. Поэтому коэф. З. у. следует брать в виде произведения основного выбранного коэф. З. у. и поправочного.

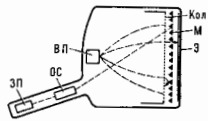
ЗАПОМНИВАЮЩАЯ ТРУБКА — электронно-лучевой прибор, служащий для записи и хранения временной последовательности электрич. сигналов с последующей их визуализацией в виде двумерного изображения (З. т. с видимым изображением) или с их преобразованием в новую последовательность сигналов (запоминающие электронно-лучевые преобразователи электрич. сигналов). В первом случае З. т. предназначены для отображения в течение достаточно длит. времени однократно записанной информации, носителем к-рой являются сигналы, напр. осциллограммы к-л. электрич. процесса, цифро-буквенные и графич. данные с ЭВМ и т. п. Во втором — З. т. служат для задержки, сравнения и изменения порядка или темпов следования сигналов, в частности для преобразования радиолокац. изображений в изображения телевизионной структуры (преобразователи вида разверток), для накопления сигналов с целью выделения их на фоне случайных шумов и т. д. В большинстве З. т. запоминание сигналов осуществляется накоплением электрич. зарядов, носящих острогофокусирующим пучком электронов, на

ёмкостных элементах двумерной наконит. мишени М (обычно тонкий слой диэлектрика на проводящей подложке, часто сетчатой; рис. 1).

Нес-рые З. т. с видимым изображением способны отображать информацию, содержащую нек. уровни яркости (подтоновые). В других — яркость свечения экрана может иметь только два уровня (бистабильные).

Полутоновые З. у. На подложку мишени М (рис. 1) подается положит. импульс напряжения, и вся мишень облучается широким потоком электронов небольшой энергии, создаваемым электронным воспроизводящим проектором (ВП). При этом потенциал поверхности диэлектрика понижается до потенциала катода

Рис. 1. Схематическое изображение анонимной трубки: ЗП — записывающий проектор; ВП — воспроизводящий проектор; ОС — отклоняющая система; М — мишень; Э — люминисцентный экран.



ВП, а после окончания импульса на подложке оказывается отрицательный относительно подложки на величину, при к-рой электроны ВП не могут проникать через ячейки мишени на расположенный за ней положительный люминисцентный экран (потенциал записи U_3).

При записи острогофокусированный пучок быстрых электронов, создаваемый записывающим проектором с помощью отклоняющей системы, последовательно направляется в нужные точки мишени, создавая на отриц. фоне положит. потенциальный рельеф, т. к. на облучаемых участках диэлектрик накапливает больше вторичных электронов (отбираемых коллекторной сеткой), чем вносится первичных электронов пучком (см. *Вторичная электронная эмиссия*). Глубина потенциального рельефа ΔU зависит от тока пучка, но нигде не достигает потенциала катода ВП. Заряд, накопленный на элементарных ёмкостях между подложкой и поверхностью диэлектрика, и создаваемый ими потенциальный рельеф сохраняется долго.

При воспроизведении широкий воспроизводящий поток не попадает непосредственно на диэлектрик и не стирает записанный рельеф, т. к. на всех участках мишени потенциал диэлектрика ниже потенциала катода ВП, но может проходить на экран, вызывая его свечение, через те ячейки мишени, у к-рых в результате записи потенциал диэлектрика выше U_3 (рис. 2). В процессе воспроизведения потенциальный рельеф постепенно (за 1—5 мин) разрушается вследствие осаждения на мишень положит. зарядов от ионизации остаточных газов.

Стирание осуществляется ВП при подаче на подложку мишени положит. импульса как при подготовке. Периодич. подачи коротких импульсов стирание может производиться непрерывно с регулируемой скоростью в процессе обновления информации.

Бистабильные З. т. Потенциал диэлектрика мишени может иметь два значения — потенциал катода ВП на участках с отсутствием записи и устойчивый положит. потенциал, несколько более высокий, чем потенциал коллекторной сетки на участках, в к-рых произведена запись. Устойчивость этого потенциала обусловлена тем, что выбиваемые электронами воспроизводящего потока вторичные электроны при коэф. вторичной эмиссии $\sigma > 1$ отбираются коллектором лишь в том количестве, к-рое равно числу приходящих первичных. Остальные, относительно медленные вторичные электроны

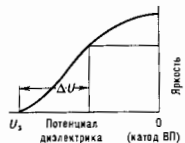


Рис. 2. Зависимость яркости свечения экрана Э от потенциала диэлектрика.

возвращается на мишень тормозящим полем между диэлектриком и коллектором. Воспроизводящий поток проходит через мишень на экран при обоих потенциалах диэлектрика и создаёт яркое изображение записанной информации на слабо светящемся фоне.

Существуют бистабильные З. т. без сеток, в к-рых запоминающие свойства мишени введены самому экрану (с особой структурой). Они имеют небольшую яркость (~ 20 кд/м²), но обладают высокой разрешающей способностью, необходимой для отображения большого объёма знаковой и графич. информации. В бистабильных З. т. однократно записанная информация может воспроизводиться неограниченно долго (табл. 1).

Табл. 1. — Запоминающая трубка с видимым изображением

Страна, фирма, марка	Тип отклонения	Рабочее расстояние экрана, мм	Разрешающая способность, пар. линий/см	Яркость, кд/м ²	Скорость записи, км/с	Время воспроизведения, с
Полупроводниковые						
США, Westinghouse, WX 31684	Электроматричный	Ø100	20	1700	0,76	10
СССР, ЛЭИИ 31ЛН1	»	Ø90	20	2500	—	20
США, Westinghouse, WX 31724	Электростатический	Ø100	27	3400	1,27	30
СССР, ЛЭИИ 13ЛН10	»	Ø115	18	14000	—	60
Бистабильные бессеточные						
США, Tektronix, 611	Электроматричный	160×210	—	17	0,25	Не ограничено
СМА102А	»	277×367	31	17	0,15	»
СССР, ЛЭИИ 54ЛН1	»	160×210	33	20	0,2	»
США, Tektronix, 611	»	280×380	33	20	0,15	»

Запоминающие преобразователи электрических сигналов. Наиб. распространены однолучевые З. т. с кремниевой мишенью (литоконны) и двухлучевые преобразователи с возбуждённой проводимостью (грассы). В литоконных записи, считывание и стирание информации производится последовательно одним и тем же электронным пучком с изменением энергии электронов. Наконит, мишень образована диэлектрич. мозаикой Si₂O на сплошной подложке Si. Открытые участки Si служат коллектором вторичных электронов при записи потенциального рельефа быстрыми электронами и выходным электродом, с к-рого снимается электр. сигнал при чтении, когда записанный на островках Si₂O отрицат. потенциальный рельеф управляет долей пучка медленных электронов, достигающих кремниевых перемычек между ними. Считывание не стирает записанной информации, т. к. во время этого процесса диэлектрич. мозаика отрицательна по отношению к катоду электронного прожектора и электроны пучка не попадают на диэлектрик. Однократно записанная информация может считываться в виде электрич. сигнала десятки минут в произвольном порядке и с произвольной скоростью.

В графконе виден состоит из тонкой плёнки металла на основе в виде мелкоструктурной металлич. сетки и тонкого слоя диэлектрика, нанесённого с одной стороны атой плёнки. Записывающий прожектор и его отклоняющая система расположены со свободной от диэлектрика стороны мишени, считывающий со своей отклоняющей системой — с другой. Перед записью в результате предшествующего считывания открытая поверхность диэлектрика приобретает потенциал, отличный от потенциала металлич. подложки. Запись ведётся пучком электронов с энергией (10—16 кэВ),

достаточной для проникновения через металл, плёнку и всю толщину диэлектрика. На облучаемых участках благодаря образованию в диэлектрике электронодырочных пар возбуждается проводимость и потенциал поверхности диэлектрика приближается к потенциалу подложки. Образованный потенциальный рельеф модулирует отбор вторичных электронов при бомбардировке диэлектрика считывающим пучком электронов, энергия к-рых недостаточна для возбуждения проводимости. Эта модуляция является выходным сигналом. В процессе считывания потенциал диэлектрика постепенно возвращается за счёт вторичной эмиссии к исходному значению, поэтому отд. операции стирания в графконе

Табл. 2. — Запоминающие преобразователи электрических сигналов

Страна, фирма, марка	Максимальный диаметр, мм	Разрешающая способность телевизионные линии/диаметр	Время записи на диаметр, мкс	Время считывания, мин
Франция, Thomson—CSF, TME 1238	36	800	50	15
TME 1239	50	1900	50	20
СССР, ЛЭИИ 31ЛН21	34	800	90	6
ЛЭИИ 26	34	1200	90	10
ЛЭИИ 25	50	2000	100	7

отсутствует. Два пучка позволяют вести запись и считывание сигналов одновременно при различных законах и скоростях отклонения обоих пучков (табл. 2).

Лит. см. при ст. *Электронно-лучевые приборы*. В. Л. Герус.

ЗАПОМИНАЮЩИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА используют голографию, способ записи, хранения и восстановления информации, представленной в двоичном коде, алфавитно-цифровом виде или в виде изображений. Информацию может быть записана как плоская или объёмная, амплитудная, фазовая или поляризационная голограмма (см. также *Голография*). При этом достигается большая плотность хранения ($\sim 10^6$ бит/мм²), высокая помехоустойчивость и надёжность. Благодаря этим особенностям З. г. у. перспективны для создания памяти ЭВМ.

Оперативные З. г. у. (быстрая запись, считывание, стирание и перезапись информации, произвольный доступ к данным). Данные разбиваются на страницы объёмом $\sim 10^3—10^4$ бит, каждая из к-рых записывается в виде отд. голограммы. Весь массив данных записывается и хранится в виде матрицы голограмм на светочувствит. материале, наз. носителем информации. Любая страница может быть считана лазерным лучом «адресацией» его к соответствующей голограмме. Осн. элементы З. г. у. (рис. 1): лазер, дефлектор Д, устройство набора страниц (УНС), носитель информации Н, фотоматрица ФМ и оптич. элементы (линзы, зеркала и др.). Используются *газоразрядные лазеры* (гелий-неоновый, аргоновый) в режиме одномодовой генерации. Дефлектор служит для быстрого и точного отклонения лазерного луча в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, чтобы адресовать его к произвольной голограмме в матрице. Он должен иметь большую разрешающую способность ($\sim 10^4—10^6$ адресуемых направлений) и малое время произвольного переключения $\tau_p \sim 1$ мкс. Этим требованиям отвечают акусто- и электрооптич. дефлекторы. УНС формирует трансант входной страницы и вводит её в световой поток. Он представляет собой пространств. матричный модулятор света (пьезокерамика, жидкие кристаллы и др.) с электронной схемой управления; УНС на керамике (PLZT) имеет число ячеек 128×128; контраст 50 : 1; время последовательного набора страницы 2 мс.

Носитель информации регистрирует и хранит голограммы входных страниц. Обычно это тонкий слой регистрирующей среды, нанесённый на толстую подложку из прозрачного материала (напр., стекла) и допускаяющей стирание и перезапись голограмм. К ним относятся магнитооптич. плёнки (поляризад. голограммы); фототермопластич. материалы (реальные фазовые голограммы); электрооптич. кристаллы (объёмные фазовые голограммы). Фотоматрица преобразует оптич. изображение страницы, восстановленное голограммой, в электр. сигналы и передаёт их в центральный процессор ЭВМ.

Запись информации в двухкоординатном 3. г. у. с плоскими голограммами. Лазерный лучок (рис. 1) поступает на вход дефлектора D_1 , к-рый отклоняет его в

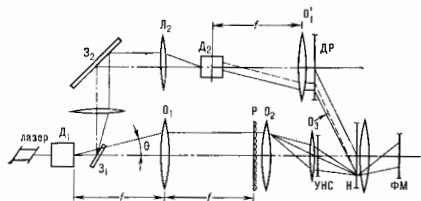


Рис. 1. Оптическая система запоминающего голографического устройства с трёхкоординатной выборкой.

заданном направлении (угол θ). Затем он расщепляется на две части с помощью полупрозрачного зеркала Z_1 . Часть пучка с помощью линз L_1 и L_2 , зеркала Z_2 , объектива O_1 и голографич. дифракционной решётки ДР направляется на носитель информации Н в качестве опорного пучка. Др. часть пучка с помощью объектива O_2 вводится в одну изчеек лизового растра Р (матрица миниатюрных линз с параллельными оптич. осями, наз. сублинзами, размещённых на равных расстояниях друг от друга). Сублинзы увеличивают угловую расходимость объектного пучка, позволяя охватить всю апертуру объектива O_3 , формирующего фурье-образ входной страницы, лабранного на УНС. Световой конус, образованный сублинзой, направляется в сторону УНС с помощью объектива O_4 . При этом УНС вносит в этот проходящий световой поток страницу двоичной информации путём пространства. модуляции по амплитуде. Оптич. схема обеспечивает совпадение опорного и информационного световых пучков по всей площади носителя Н. После экспонирования регистрирующей среды и фиксации голограммы процесс записи заканчивается. Масса страниц записывается и хранится на носителе в виде матрицы пространственно разделённых и регулярно расположенных фурье-голограмм (рис. 2). В них реализуется макс. плотность записи информации $n_{\text{макс}} \approx 10^8$ бит/мм² при избыточности, обеспечивающей надёжную похемозащищённость против локальных дефектов носителя (исоданородность, пыль, парашина и т. п.). Для получения голограмм с высокой дифракц. эффективностью УНС снабжается маской, осуществляющей фазовую модуляцию, что приводит к уменьшению динамич. диапазона амплитуды фурье-образа входной страницы более чем на порядок. Оптимальной является 4-уровневая маска, осуществляющая случайный сдвиг фазы преломляющего через УНС света на одно из значений: 0, $\lambda/2$, λ или $3\lambda/2$. Рамер фурье-голограммы одной страницы объёмом 128×128 бит ~ 1 мм, а дифракц. эффективность — 20–24%.

При считывании информации опорный лучок адресуется дефлектором на нужную голограмму, а объектный лучок блокируется. Мнимое изображение страницы (рис. 3), восстановленное голограммой, проецируется

лизой на фотоматрицу, к-рая детектирует оптич. изображение страницы и запоминает её. Выборка и передача данных на фотоматрицу может осуществляться как построчно, так и постранично с помощью электронных декодирующих устройств.

В оперативных 3. г. у. объём входной страницы $\sim 10^4$ бит, а число голограмм $\sim 10^4$ – 10^6 (по кол-ву позиций, адресуемых дефлектором), поэтому общая ёмкость может достигать 10^8 – 10^9 бит на 1 модуль памяти. Любая страница может быть считана и передана в центральный процессор ЭВМ за время 1–2 мкс.

Трёхкоординатные 3. г. у. Наиб. перспективна организация 3. г. у. с трёхкоординатной записью и выборкой на объёмных голограммах. Для различения наложенных объёмных голограмм используется их угловая

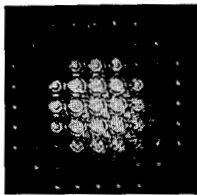


Рис. 2. Фурье-голограмма

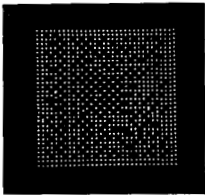


Рис. 3. Изображение двоичной входной страницы.

селективность ($\Delta\gamma_R$), основанная на изменении несущей пространств. частоты, поэтому в качестве 3-й координаты выбирается угол надения опорного пучка γ_R . Трёхкоординатные 3. г. у. отличаются от двухкоординатного наличием дополнит. дефлектора D_2 (рис. 3), дифракц. решётки ДР и линзы L_2 , к-рые служат для изменения угла γ_R (в 3. г. у. с плоскими голограммами они заменяются обычным зеркалом, направляющим опорный лучок под постоянным углом γ_R^0). Если осветить наложенные голограммы к.-л. опорным считывающим пучком, то он восстановит лишь ту единственную голограмму, в запись которой участвовал.

Для записи объёмных голограмм наиб. перспективны электрооптич. кристаллы (LiNbO_3 , $\text{Ва}_0,7\text{Sb}_{0,2}\text{Nb}_2\text{O}_6$ и др.). Они обладают высокой угловой селективностью и для записи 1000 наложенных голограмм без взаимных помех требуют изменения γ_R лишь на 17–20°. Однако ограничения, обусловленные макс. изменением показателя преломления Δn и достаточной эффективностью голограмм, позволяют записать ~ 100 голограмм. Электрооптич. кристаллы допускают также селективное стирание наложенных голограмм. Ёмкость 3. г. у. с трёхкоординатной адресацией на объёмных голограммах $\sim 10^9$ – 10^{11} бит (при произвольном доступе к голограммам).

Массовые 3. г. у. Голографич. память сверхлюбой ёмкости можно получить, если отказаться от произвольного доступа к голограммам и нанести регистрирующую среду на движущийся носитель типа диска или ленты. При этом достигается плотность записи информации $\sim 10^8$ – 10^9 бит/мм² (близкая к теоретич. пределу), что более чем на 2 порядка превышает плотности записи, реализуемые на магн. дисках и лентах. Ёмкость 3. г. у. $\sim 10^{12}$ бит. Они перспективны для создания архивной памяти.

Лит.: Агаев А. А., Маворов С. А. Когерентные оптич. системы вычислительных машин, Л., 1977; Т у р у х а н о в Б. Г. Автоматизированные системы голографической памяти большой ёмкости, Л., 1982. А. А. Агаев, ЗАПОМНЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА, см. Памяти устройств.

ЗАПОРНЫЙ СЛОЙ (объединяемый слой) — слой полупроводника с повышенной концентрацией осн. носителей заряда. Образуется около контакта с металлом, гетероперехода, моноперехода (*p-n-переходом*), свободной поверхности. Из-за ухода осн. носителей в З. с. возникает заряд, противоположный им по знаку. Он скомпенсирован зарядом в металле, др. полупроводнике, в области с др. типом проводимости, на свободной поверхности (см. *Контактные явления в полупроводниках*). Приложение прямого смещения обогащает З. с. носителями, уменьшает в нём поле и сужает слой; обратное смещение ещё сильнее обедняет З. с. носителями, увеличивает поле и расширяет его. З. с. с высокой ионизированными примесными атомами наз. слоем Шоттки. З. с. — основной рабочий элемент полупроводникового диода, транзистора, варикапа и др. полупроводниковых приборов.

ЗАПРЕЩЕННАЯ ЗОНА — область значений энергии в спектре идеального кристалла, к-рую не могут иметь электроны, фононы, а также некие другие квазичастицы. Вместо З. а. часто говорят о щели в энергетич. спектре (с. м., напр., *Сверхпроводники*). З. а. отделяют одну р а з р е ш ё н н у ю з о н у от другой (с. *Зонная теория*). Наибольшее значение имеет З. а. в электронном спектре кристалла, расположенная между зоной проводимости и валентной зоной, т. к. её величина E_g определяет электрич. и оптич. свойства кристалла (именно её обычно указывают в справочниках). В зависимости от природы материала E_g меняется в широких пределах — от 7 эВ у кварца до 0 у т. н. бесцветных полупроводников и отрицат. величины у полуметаллов (перекрывает валентной зоны и зоны проводимости). Вещства с $E_g > 3$ эВ относят к диэлектрикам, вещества с $E_g < 3$ эВ — к полупроводникам.

Щарина З. а. определяет концентрацию осн. носителей заряда и, следовательно, осн. проводимости проводника, а также наименьшую частоту света, при к-рой начинается осн. поглощение в полупроводнике (край осн. поглощения). Поэтому температурная зависимость электропроводности полупроводника и его спектр поглощения дают информацию о ширине З. а. Значения E_g , полученные этими методами (термическая и оптическая щарина З. а.), иногда не совпадают. В *ионных кристаллах* изменение электронных состояний вызывает значит. смещения ионов решётки, перестройка решётки сопровождается возвратом части энергии, затраченной на электронный переход. Этот процесс возврата требует времени, значительно превосходящего длительность акта поглощения. Поэтому на переход электрона из валентной зоны в зону проводимости под действием света будет затрачена энергия, соответствующая неизменной конфигурации решётки, а затем избыток энергии «возвратится» в виде тепловых колебаний решётки. В случае термич. ионизации атома решётки эти процессы могут происходить одновременно или в обратном порядке, т. е. тепловое движение сначала создаёт благоприятную конфигурацию атомов, а затем совершается электронный переход. В результате оптич. щарина З. а. может быть больше термической.

При нарушении идеальной периодичности кристалла из-за наличия примесей и дефектов в З. а. появляются разрешённые энергетич. состояния в виде л о к а л ь н ы х уровней.

В теории *неупорядоченных систем* используется обобщённое определение З. а. как области энергии, в к-рой плотность состояний либо равна 0, либо отлична от 0 лишь в отд. точках, где она имеет особенности типа *дельта-функции* (этим точкам отвечают дискретные уровни, т. е. локализованные электронные состояния). Определяемым таким образом З. а. называют также щелью под движности (см. также *Аморфные и стекообразные полупроводники*).

Лит.: Стэнлибаос Д., Физика полупроводников, М., 1967; Киттель Ч., Введение в физику твёрдого тела, перевод А. М., 1978; Электронная теория неупорядоченных полупроводников, М., 1981.

ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЛИНИИ в спектроскопии — спектральные линии, соответствующие квантовым переходам, запрещённым *отбора правилами*. Обычно запрещёнными наз. линии, для к-рых не выполняются правила отбора для дипольного излучения, напр. линии, соответствующие переходам, разрешённым для квадрупольного или магн. излучения. Такие З. л. связаны с переходами между уровнями энергии одинаковой чётности, запрещёнными для дипольного излучения. Вероятности запрещённых переходов (по сравнению с вероятностями разрешённых дипольных переходов) малы, но не равны нулю, и в благоприятных условиях интенсивность З. л. может быть значительной.

Интенсивные З. л. наблюдаются в спектрах туманностей и солнечной короны, а также в спектрах полярных сияний. Эти линии долгое время не удавалось отнести ни к каким атомным спектрам, и их пытались выдвигать гипотезы, элементам: линии в спектрах планетарных (газовых) туманностей — «небулиды», а линии в спектре солнечной короны — «коронию». В 1920—30-х гг. было показано, что все ранее неотожествлённые интенсивные линии туманностей и солнечной короны являются З. л. Эти З. л. наблюдаются благодаря разреженности газа в космич. условиях, т. к. за время жизни возбуждённого состояния (значительное вследствие малой вероятности запрещённых переходов) возбуждённые атомы не успевают столкнуться с др. частицами и передать им энергию и, переходя на более низкие уровни, испускают фотоны. Интенсивные З. л. в спектрах туманностей принадлежат неионизованным атомам кислорода (O^{2+} и O^{+}) и азота (N^{+}), а З. л. в спектрах солнечной короны — очень сильно ионизованным атомам железа (Fe^{13+} , Fe^{12+} , Fe^{10+} и Fe^{9+}) и никеля (Ni^{14+} , Ni^{13+} и Ni^{11+}). Все эти линии соответствуют переходам между уровнями одинаковой чётности, принадлежащим внеш. электронным оболочкам типа $2p^2$, $2p^3$ (для ионов кислорода и азота) и типа $3p$, $3p^2$, $3p^4$ и $3p^6$ (для ионов железа и никеля). В частности, самая интенсивная зелёная линия «коронию» соответствует квантовому переходу $3p^2P_{1/2} - 3p^2P_{1/2}$ в 13-кратно ионизованном атоме железа (Fe^{13+}).

Исследование интенсивностей запрещённых линий лежит в основе определения темп-р планетарных туманностей.

Лит.: Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Вайнштейн Л. А., Соболевский И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и внутренние спектральные линии, М., 1979. М. А. Ельяшевич.

ЗАРЯД — физ. величина, являющаяся источником поля, посредством к-рого осуществляется взаимодействие частей, обладающих этой характеристикой (электрич. З., слабый З., *цветовой заряд*). З. наз. также нек-рые аддитивные физ. величины, сохраняющиеся (точно или приближённо) в процессах ирреверсивной частицы, обусловленных определёнными типами взаимодействия (напр., *барионное число*, *лептонное число*, *гиперзаряд*, *странность*). При операции *зарядового сопряжения* все З. меняют свой знак (т. е. частица и *античастица* обладают равными но величине, но противоположными по знаку З.). Законом сохранения З. отвечает инвариантность теории относительно глобальных каллибровочных преобразований (т. е. преобразований в иространстве *внутренних симметрий*). Для того чтобы сохраняющаяся величина выступала в качестве источника поля, теория должна быть инвариантной относительно локальных каллибровочных преобразований (см. *Каллибровочная инвариантность*). Создаваемые в этом случае поля являются *векторными полями*, а отвечающие им частицы — кванты полей — обладают спином 1 и должны быть безмассовыми. Взаимодействие между З., осуществляемое посредством таких полей, должно быть, вообще говоря, дальнедействующим (если нет *спонтанного нарушения симметрии*, благодаря

к-рому кванты полей могут приобретать массу). В электродинамике электрич. З. играет именно эту двоякую роль, являясь, с одной стороны, сохраняющейся величиной (см. *Заряда сохранения закон*), а с другой — источником электромагн. поля и его безмассовых квантов (фотонов).

Барьонному числу, странности и т. п. не соответствует к.-л. действующее поле. Эти З. могут быть связаны только с глобальной калибровочной симметрией. Если в природе реализуется только строгая локальная калибровочная симметрия, то глобальная симметрия может быть приближенной и эти З. не должны быть строго сохраняющимися.

В калибровочной теории поля (см. *Калибровочные поля*) З. являются генераторами группы внутр. симметрий в пространстве состояний. Однако не все они могут характеризовать состояние физ. системы, а только коммутирующая друг с другом часть.

В электродинамике имеется только один тип З. — электрический. Поэтому в *квантовой электродинамике* имеется только одно калибровочное поле — электромагнитное, отвечающее теории инвариантности относительно локальных калибровочных преобразований с абелевой группой симметрии $U(1)$. В случае группы симметрии $SU(n)$ существует n^2-1 разл. типов калибровочных полей и зарядов, из к-рых $n-1$ коммутируют друг с другом, т. е. могут характеризовать состояние физ. системы. При этом кванты полей обладают З. и обязательно взаимодействуют между собой. Закон взаимодействия соответствующих полей однозначно задается условием калибровочной инвариантности. Если локальные калибровочные преобразования отвечают простой или полупростой группе Ли, например группе $SU(n)$, то взаимодействие всех З. характеризуется одной и той же константой взаимодействия.

Примерами теорий с неск. З. являются калибровочная теория *электрослабого взаимодействия* (ЭСВ), основанная на калибровочной группе $SU(2) \times U(1)$, и калибровочная теория сильного взаимодействия — *квантовая хромодинамика* (КХД), основанная на калибровочной группе цветовой симметрии $SU(3)_c$. В теории ЭСВ имеются две константы, связь между к-рыми характеризуется параметром теории $\sin^2 \theta_W$ (где θ_W — *Вайнберга угол*). В КХД есть всего одна константа взаимодействия всех восьми цветовых З. (и квантов соответствующих цветовых полей — *глюонов*) α_s . Величины констант из-за радиац. поправок, обусловленных *поляризации вакуума*, слабо (логарифмически) зависят от квадрата передаваемого 4-импульса $|q^2|$; если $|q^2|$ достаточно велико, т. е. расстояние между частицами достаточно мало. Эта зависимость определяется на основе *ренормализационной группы*. Константа КХД уменьшается с ростом $|q^2|$ (т. е. с уменьшением расстояния между цветовыми З.), что отвечает *асимптотической свободе* сильного взаимодействия, и растёт с уменьшением $|q^2|$ (с увеличением расстояния). Ввиду гипотезы, явления *удержания цвета* объекты с цветовым З. в свободном состоянии не существуют. Экстраполяция тенденции изменения величин констант КХД и ЭСВ в область асимптотически больших переданных 4-импульсов ($|q^2|^{1/2} \sim 10^{16}$ ГэВ/c) приводит к одинаковой величине всех трёх констант. Это обстоятельство позволяет рассматривать сходство в описании взаимодействий ЭСВ и КХД как проявление единой фундаментальной калибровочной природы всех взаимодействий. Представление о такой единой природе реализуется в моделях *великого объединения*, рассматривающих заряды ЭСВ и КХД в рамках единой группы калибровочных преобразований.

Топология структура спонтанного нарушения калибровочной симметрии великого объединения приводит к появлению в теории *топологических зарядов*. Во всех имеющихся моделях великого объединения предсказывается существование топологически устой-

чивых решений, описывающих частицы с магн. З. и массой $\sim 10^{16}$ ГэВ/c² — *магнитных монополей*. Существование магн. монополей связано с квантованием электрич. З. в таких моделях.

В рамках локальных суперсимметричных моделей объединения взаимодействий появляется возможность единого описания всех четырёх фундам. взаимодействий, включая и гравитационное. При этом в теории наряду с 4-векторными токами возникают синюрные токи (и синюрные заряды).

М. Ю. Халов.

ЗАРЯДА СОХРАНЕНИЯ ЗАКОН (закон сохранения электрического заряда) — закон, согласно к-рому алгебраич. сумма электрич. зарядов всех частиц изолированной системы не меняется при происходящих в ней процессах. Электрич. заряд любой частицы или системы частиц является целым кратным *элементарному электрическому заряду* e (равному по величине заряду электрона) или нулевым. (Исключение составляют дробно заряженные *кварки* и т. н. X-, Y-бозоны, к-рые, по-видимому, не могут существовать в свободном состоянии.) З. с. з. означает абс. стабильность легкой заряд. частицы — электрона. Из *Максвелла уравнений* следует локальная формулировка З. с. з.: $\text{div } \mathbf{j} + \dot{\rho} = 0$, где ρ — плотность заряда, \mathbf{j} — плотность тока (ненервничное уравнение). Отсюда следует, что изменение электрич. заряда в любой замкнутой области пространства должно компенсироваться электрич. током через поверхность этой области. *Квантовая электродинамика* связывает З. с. з. с инвариантностью этой теории относительно локальных калибровочных преобразований. При этом из строгого З. с. з. следует нулевая масса покоя фотона.

Эксперим. проверка З. с. з. основывается на проверке стабильности электрона и нулевой массы покоя фотона. Анализ возможных явлений атм. электричества, к-рые могли бы возникнуть в результате распада электронов в атмосфере, даёт для нижней границы времени жизни электрона $> 40^{21}$ лет. Существование крупномасштабного магн. поля в дисковой составляющей Галактики приводит к самому сильному ограничению сверху на допустимую величину массы фотона $\leq 10^{-22}$ эВ. Это ограничение делает весьма проблематичным построение физ. теории, допускающей нарушение закона сохранения электрич. заряда. Подтверждением З. с. з. служат также строгое равенство (по абс. величине) электрич. зарядов электрона и протона. Изучение движения атомов (молекул) и микроскопич. тел в электрич. полях подтверждает электронейтральность вещества и, соответственно, равенство зарядов электрона и протона (и электронейтральность нейтрона) с точностью 10^{-21} .

Лит.: Бегельштейн Я. Дж., *Элементарные частицы и их токи*, пер. с англ., М., 1976; D'ulla H. F., King J. G., Neutrality of molecules by a new method, *Phys. Rev.*, 1973, v. A 7, p. 1224; Окунь Л. Б., *Лептоны и кварки*, М., 1981.

М. Ю. Халов.

ЗАРЯДОВАЯ ЧЁТНОСТЬ (С-чётность) (C) — одна из внутр. характеристик (квантовых чисел) *состояния нейтральной частицы* (или истинно нейтральной системы частиц), определяющая поведение абс. вектора состояния при *зарядовом сопряжении*. Является мультипликативным квантовым числом и может принимать значения $C = \pm 1$. В любых процессах, обусловленных эл.-магнитным или сильным взаимодействием, З. ч. сохраняется.

З. ч. фотона отрицательна: $C = -1$ (это видно из того, что при зарядовом сопряжении электрич. заряда, а следовательно, и эл.-магн. поля, квантами к-рых являются фотоны, меняют знак). Т. к. π^0 -мезон распадается на два γ -кванта, его З. ч. $C = +1$. При распаде ρ^0 -мезона образуются π^+ - и π^- -мезоны в состоянии с орбит. моментом $l=1$. Это означает, что С-чётность ρ^0 -мезона равна -1 . Виртуальный фотон может превратиться в J/ψ -частицу. Следовательно, С-чётность J/ψ -частицы должна быть такой же, как у фотона, т. е. равной -1 . Аналогично установлено,

то 3. ч. η^0 , ω , ϕ -мезонов равны соответственно $+1$, -1 , -1 . (При этом предполагается, что взаимодействие, обуславливающее распада соответствующих частиц, инвариантно относительно зарядового сопряжения.)

Частицы, образующиеся при распаде истинно нейтральной частицы, должны находиться в состоянии с той же C -чётностью, что и C -чётность нач. частицы. Поэтому, напр., распада $\eta^0 \rightarrow 3\pi$ и $\eta^0 \rightarrow 3\pi$ запрещены. Классич. примером истинно нейтральной системы является позитроний — связанное состояние электрона и позитрона. 3. ч. позитрония равна:

$$C = (-1)^{l+s}, \quad (*)$$

где l — орбитальный момент. (По ф-ле $(*)$ определяется также 3. ч. истинно нейтральных мезонов, построенных из кварка и соответствующего антикварка.) Т. о., 3. ч. парапозитрония ($l=0, s=0$) и ортопозитрония ($l=0, s=1$) равны соответственно $+1$ и -1 . Из C -инвариантности эл.-магн. взаимодействия следует, что парапозитроний может распадаться на чётное число γ -квантов (в осн. на 2γ , т. к. константа эл.-магн. взаимодействия мала: $\alpha \approx 1/137$), а ортопозитроний — на нечётное (в осн. на 3γ). См. Позитроний.

Лит.: А. И. Геллер, А. И. Берестецкий, В. Б. Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981.

С. М. Вильямский.

ЗАРЯДОВЕ СОПРЯЖЕНИЕ (C -преобразование) — операция замены частиц соответствующими античастицами.

Оператор 3. с. \hat{C} определяется след. образом. Если обозначить вектор состояния системы частиц a через $|a\rangle$, а вектор состояния системы соответствующих античастиц с теми же импульсами и проекциями спинов через $|\bar{a}\rangle$, то

$$\hat{C}|a\rangle = C(a)|\bar{a}\rangle, \quad (1)$$

где $C(a)$ — фазовый множитель, $|C(a)| = 1$. Т. к. истинно нейтральная частица (система частиц) тождественна своей античастице, то в этом случае $|\bar{a}\rangle = |a\rangle$.

$$\hat{C}|a\rangle = C(a)|a\rangle. \quad (2)$$

Множитель $C(a)$ в (2) может принимать значения ± 1 и наз. *зарядовой чётностью* частицы (системы частиц) или C -чётностью.

Если гамилтониан взаимодействия коммутирует с оператором \hat{C} , то взаимодействие инвариантно относительно 3. с. При этом матричные элементы C -сопряжённых процессов

$$a \rightarrow b, \quad c \rightarrow d \quad \text{и} \quad \bar{a} \rightarrow \bar{b}, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{d}$$

($\bar{a}, \bar{b}, \bar{c}, \bar{d}$ — античастицы, у k -рых импульсы и проекции спинов такие же, как у частиц a, b, c, d) связаны соотношением:

$$\langle c, d | S | a, b \rangle = C \langle \bar{c}, \bar{d} | S | \bar{a}, \bar{b} \rangle \quad (3)$$

(где S — матрица рассеяния, C — фазовый множитель), из к-рого могут быть получены соотношения между измеримыми на опыте величинами. Напр., из (3) следует, что для процесса $p \rightarrow \bar{p}$ и $\bar{p} \rightarrow p$ перпендикулярные к плоскости реакции компоненты векторов поляризации Λ - и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов должны быть одинаковыми.

Если нач. система обладает опред. C -чётностью, то из инвариантности относительно 3. с. вытекает, что конечная система должна обладать той же C -чётностью. Из эксперим. данных по проверке принципов инвариантности следует, что сильное и эл.-магн. взаимодействия инвариантны относительно 3. с. Поэтому, напр., η^0 -мезон распадается (за счёт эл.-магн. взаимодействия) на два γ -кванта, а распад $\eta^0 \rightarrow 3\pi$ разрешён. На опыте последний распад действительно не наблюдается (сверх. граница отношения вероятностей распадов $\eta^0 \rightarrow 3\pi$ к $\eta^0 \rightarrow 2\gamma$ $R < 1,5 \cdot 10^{-6}$). Из C -инвариант-

ности вытекает также, что спектры η^+ - и η^0 -мезонов в распаде $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$ (вызываемом сильным взаимодействием) должны быть одинаковыми. Данные опыта показывают, что зарядовая асимметрия

$$A = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-) = 0,28 (26) \cdot 10^{-2}$$

(где N^{\pm} — число событий с энергией η^{\pm} -мезонов большей, чем энергия π^{\pm} в системе нока η -мезона). Это значение согласуется с $A=0$.

Слабое взаимодействие нарушает инвариантность относительно 3. с. Это следует уже из первого опыта П. С. Ву (С. С. Ву) с сотрудниками, доказавшего несуществование пространств чётности в слабом взаимодействии (см. *Чётность*). В этом эксперименте была обнаружена асимметрия в угловом распределении элементарных частиц, образующихся при β -распаде радиоактивного ^{60}Co . Такая асимметрия может возникнуть, если в угловое распределение входит член $\langle s, p \rangle$, где $\langle s \rangle$ — вектор поляризации ядер ^{60}Co , p — импульс электронов; оно инвариантно относительно обращения времени T (при изменении знака времени $\langle s \rangle$ и p меняют знак), но меняет знак при пространств. инверсии P (p преобразуется как вектор, а $\langle s \rangle$ как псевдовектор), поэтому в силу теоремы CPT C -инвариантность также оказывается нарушенной.

Лит.: М. о т о з с П. Релятивистская квантовая теория взаимодействий элементарных частиц, пер. с англ., М., 1959; Н о в о ж и л о в Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972; В ь е р к е н Д. Д., Д р е л л С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 2, М., 1978; О к у н Я. Л. В., Лептоны и кварки, М., 1981.

С. М. Вильямский.

ЗАРЯЖЕННЫЙ ТОК (заряженный слабый ток) — один из фундаментальных операторов теории слабого взаимодействия, обуславливающий переходы, при к-рых электрич. заряд конечных и нач. частиц (лептонов, адронов) меняется на единицу (в единицах элементарного электрич. заряда e). 3. т. $j_\mu(x)$ (x — пространственно-временная точка, $\mu=0, 1, 2, 3$) представляет собой сумму лептонного $j_\mu^L(x)$ и адронного (кваркового) $j_\mu^A(x)$ токов: $j_\mu(x) = j_\mu^L(x) + j_\mu^A(x)$, каждый из к-рых является суммой векторного и аксиального токов.

Примером процесса, обуславленного как лептонным, так и адронным 3. т., является квазиупругое рассеяние нейтрино на нейтроне: $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^+ + p$ (рис.). Как видно из рисунка, заряд меняется на -1 в лептонной ($\nu_\mu \mu^+$) и на $+1$ в адронной ($n p$) вершинах диаграммы Фейнмана.

В плотность лагранжиана слабого взаимодействия 3. т. входит след. образом:

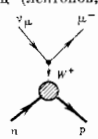
$$L = \frac{ig}{2} j^\mu(x) W_\mu(x) + \text{эрмитово сопряжённое}$$
 слабое. Здесь $W_\mu(x)$ — поле зарядк. промежуточных векторных бозонов W^\pm , g — безразмерная константа взаимодействия (в единицах $\hbar = c = 1$). В области квадратов передач 4-импульса, много меньших m_W^2 (m_W — масса W -бозона), плотность эффективного гамилтониана слабого взаимодействия имеет вид:

$$H = \frac{G_F}{2} j^\mu(x) j_\mu^*(x)$$

(j_μ^* — ток, эрмитово сопряжённый j_μ), $G_F = g^2/4\sqrt{2}m_W^2$ — фермиевская константа слабого взаимодействия.

В соответствии с данными опытов в лептонный ток входит только левые L компоненты полей лептонов (см. *Киральность*):

$$j_\mu^L(x) = 2 \sum_{l=e, \mu, \tau} \bar{\nu}_l(x) \gamma_\mu l(x) = \sum_{l=e, \mu, \tau} \bar{\nu}_l(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) l(x) \quad (1)$$



$\{I(x) \text{ и } \bar{\nu}_\mu(x) = \nu_\mu^\dagger(x)\gamma_0$ — операторы полей заряд. лептонов (e, μ, τ) и соответствующих нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), γ_μ, γ_5 — Дирака матрицы]. Ток $j_\mu^\pm(x)$ построен так, что сохраняется по отдельности электронное, мюонное и таонное лептонные числа.

Адронный З. т. Кабиббо [Н. Кабиббо (N. Cabibbo), 1963] имеет вид:

$$j_\mu^+ = j_\mu^+(\Delta S = 0) \cos \theta_C + j_\mu^+(\Delta S = 1) \sin \theta_C,$$

где θ_C — Кабиббо угол, первое слагаемое — З. т., не изменяющий странности S , второе слагаемое — ток, изменяющий S на единицу. Векторная часть тока $j_\mu^+(\Delta S = 0)$ сохраняется (см. Векторного тока сохранение). Аксиальная часть тока $j_\mu^+(\Delta S = 1)$ удовлетворяет условию частичного сохранения аксиального тока (см. Аксиального тока частичного сохранение); его матричные элементы отличны от нуля только в случае, если удовлетворяются правила отбора $\Delta Q = \Delta S$ и $\Delta I = 1/2$ (Q — электрич. заряд, I — изотопич. спин). Через операторы полей u, d и s -кварков ток Кабиббо записывается след. образом:

$$j_\mu^+ = \bar{u}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) [d(x) \cos \theta_C + s(x) \sin \theta_C].$$

Если бы полный адронный З. т. совпадал с током Кабиббо, то в калибровочных теориях электрослабого взаимодействия возник бы изменяющий странность нейтральный ток, к-рый на опыте не наблюдается (напр., относ. вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ меньше $6 \cdot 10^{-7}$). Чтобы избежать этого, к току Кабиббо необходимо добавить З. т. Глазюу — Илюноуло — Майни (ГИМ) [Ш. Глазюу (Sh. Glashow), Дж. Илюноуло (J. Iljopoulos), Л. Майни (L. Maiani), 1970], в к-рый входит дополнительный, очарованный, кварк c :

$$j_\mu^{\text{ГИМ}} = c(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) [-d(x) \sin \theta_C + s(x) \cos \theta_C], \quad (2)$$

где $c(x)$ — оператор нуля c -кварка. Т. к. $\sin^2 \theta_C \approx 0,05$, то из (2) следует, что в распадах очарованных частиц должны доминировать каналы, в к-рых образуются странные частицы. Это предсказание теории хорошо подтверждается на опыте. Напр., вероятности распадов D^+ -мезона по каналам $K^+ + \nu e$ и $K^0 + \nu \mu$ составляют соответственно 16(4)% и 48(15)%, тогда как вероятность распада $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ равна 0,5(0,2)%. Сумма токов Кабиббо и ГИМ может быть записана в виде:

$$\bar{j}_\mu^+ = \sum_{q=d,s,c} \bar{q} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) O_{q,q} q,$$

$$O = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} -$$

ортогональная матрица. Т. о., в ток \bar{j}_μ^+ входит только один параметр — θ_C . Если учесть также тяжёлые b - и t -кварки, то т. е. добавить в теорию ещё один кварковый дублет, т. з. т. имеет в этом случае существенно более сложную структуру:

$$j_\mu^+ = \sum_{q=d,s,c,t} \bar{q} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_{q,q} q. \quad (3)$$

Здесь U — унитарная 3×3 матрица, введённая в 1973 М. Кобаяси (М. Kobayashi) и К. Маскава (К. Maskawa). Она характеризуется тремя углами и одной фазой. Если фаза отлична от нуля, то это означает, что слабое взаимодействие не инвариантно относительно CP -преобразования. Все известные слабые процессы, обусловленные З. т., могут быть описаны с помощью выражений (1) и (3).

Лит.: В и д в а в С. М., Лекция по физике нейтрино и лептон-кварковых систем, М., 1981; О и у в Л. Б., Лентоны и кварки, М., 1981. С. М. Вильский.

ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДВИЖЕНИЕ в электрическом и магнитном полях — перемещение частиц в пространстве под действием сил

этих полей. Ниже рассмотрены движения частиц плазмы, хотя некие особенности являются общими и для плазмы твёрдых тел (металлов, полупроводников). Различают следующие основные типы движения заряд. частиц (ДЗЧ): равноускоренное движение в пост. элетрич. поле, вращательно-поступательное (по спирали) в пост. магн. поле, дрейфовое движение из-за слабой неоднородности магн. поля или под действием др. сил, перпендикулярных магн. полю. В ансамбле заряд. частиц (плазме) с неоднородной концентрацией возникает диффузия.

В общем виде движение отдельной заряд. частицы описывается ур-нием:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}; \quad \frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}] \right), \quad (1)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор частицы, \mathbf{v} — скорость, $m = m_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$ — масса, $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ — импульс, e — заряд. \mathbf{E} и \mathbf{H} — напряжённости электрич. и магн. полей соответственно. Правая часть (1) — выражение для Лоренца сил. Из (1) следует, что изменение кинетич. энергии $\epsilon_{\text{к}} = mc^2$ со временем равняется работе, производимой элетрич. полем:

$$\frac{d\epsilon_{\text{к}}}{dt} = \mathbf{v} \frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \mathbf{E} \mathbf{v}. \quad (2)$$

Магн. поле работы не совершает, т. к. соответствующая ему сила перпендикулярна вектору скорости. В случае статич. полей из (2) следует интеграл энергии:

$$\epsilon = \epsilon_K + U = \epsilon_0 = \text{const}, \quad (3)$$

где $U(\mathbf{r})$ — потенциал элетрич. поля $\mathbf{E} = -\nabla U$. Для полей \mathbf{E} и \mathbf{H} , произвольно меняющихся во времени и пространстве, ур-ния (1) не интегрируемы в общем виде; лишь для простых типов полей они интегрируемы точно. Во многих практически важных случаях разработаны приближённые методы решения ур-ний (1) с помощью ЭВМ.

В постоянном элетрическом поле в нерелятивистском случае ($v \ll c$) ДЗЧ аналогично движению материальной точки в пост. поле тяжести: роль ускорения силы тяжести g играет величина eE/m ; траектория заряда — парабола $x = (emE/2p_0^2)t^2 + \text{const}$. Ось x выбрана вдоль \mathbf{E} . В случае релятивистского движения траектория представляет собой кривую линию

$$x = \epsilon_0 \text{ch} [eEy/pc] / eE.$$

В неоднородном элетростатическом поле ДЗЧ имеет глубокую аналогию с распространением световых лучей в прозрачной преломляющей среде. Для заряда, движущегося в пространстве, в к-ром на некоторой границе имеется скачок потенциала $U(x=a) = U_1$ и $U(x \gg a) = U_2$, из (3) следует (при $\epsilon_0 = 0, v/c \ll 1$) выражение для скоростей:

$$v_1 = \sqrt{2eU_1/m} \text{ при } x < a, \quad v_2 = \sqrt{2eU_2/m} \text{ при } x \gg a.$$

При прохождении через границу частица испытывает действие силы, направленной по нормали, а тангенциальная составляющая остаётся неизменной: $v_1 \sin \alpha = v_2 \sin \beta$ (α, β — углы падения и преломления). Подставляя значения v_1 и v_2 , получаем условие

$$\sin \alpha / \sin \beta = \sqrt{U_2/U_1},$$

полностью совпадающее с обычной формулировкой закона преломления в оптике. Роль показателя преломления играет квадратный корень из значения потенциала в данной точке. Эта аналогия позволяет использовать методы геом. оптики и служит основой для создания элетронной и ионной оптики.

В постоянном магнитном поле ДЗЧ можно представить в виде

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = [e\mathbf{H}\mathbf{p}],$$

где $\omega_H = -eH/c\epsilon$ — величина постоянной (магн. поле работы не совершает, поэтому $\epsilon = \text{const}$), наз. ларморовской частотой. Интегрируя это уравнение с учётом (1) в выбирая ось z вдоль H , получим:

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 + \rho \sin(\omega_H t + \alpha); \\ y(t) &= y_0 + \rho \cos(\omega_H t + \alpha); \\ z(t) &= z_0 + v_z t, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\rho = v_{\perp} / |\omega_H|$ — радиус окружности (ларморовский радиус), k -рая является проекцией траектории частицы на плоскость, перпендикулярную магн. полю; $v_z = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$; $\alpha = \arctg[v_y(0)/v_x(0)]$. Как следует из (4), траектория частицы в пост. магн. поле представляет собой спираль с радиусом ρ и шагом $l = 2\pi v_z / |\omega_H|$. В постоянных и однородных электрических и магнитных полях ДЗЧ обладает рядом особенностей. Пост. магн. поле не влияет на характер движения частицы вдоль H (ось z); в этом направлении частица движется равноускоренно:

$$z = \frac{eE_z}{2m} t^2 + v_z(0) t + z_0.$$

В направлении, перпендикулярном магн. полю, ускорение частицы не происходит. Под воздействием перпендикулярной магн. поля компоненты электр. поля E_{\perp} частицы получают пост. сдвиг скорости $v_z = c|E_{\perp} H|/H^2$, наз. скоростью дрейфа (см. *Дрейф заряженных частиц*). В системе координат, движущейся с пост. скоростью v_d , траектория ДЗЧ в скрещенных электр. и магн. полях ($E_z = 0$, $v_z(0) = 0$) также представляет собой ларморовскую окружность. Для нерелятивистской частицы ($v \ll c$) скорость дрейфа $v_d \ll c$, следовательно $E_{\perp} \ll H$. В скрещенных малом электрическом и большом магн. полях средняя за оборот энергия частицы сохраняется, т. е. в среднем частица движется по эквипотенциалам электр. поля.

В квазиэстационарном поперечном электрическом поле ($dH/dt \ll |\omega_H|$) шарду с дрейфом v_d имеется доплит. дрейф со скоростью $v_{\text{дп}}$, наз. обычно и в р-ции о н и м, так что волная скорость дрейфа определяется выражением: $v_{\text{дп}} = v_d + v_{\text{дп}}$, где

$$v_{\text{дп}} = -\frac{mc}{eH^2} \left[\frac{dE_{\perp}}{dt} H \right] = \frac{mc^2}{eH^2} \frac{dE_{\perp}}{dt}.$$

Для решения ур-ний (1) в статич. неоднородных полях, в к-рых характерный масштаб неоднородности значительно превышает ларморовский радиус $\rho \ll \langle H | \nabla H |$, развит приближённый метод, основанный на разложении по малому параметру $\rho \nabla H / H$. В этом случае ДЗЧ можно представить как вращение с медленно меняющимся радиусом $\rho(t) = [v_{\perp} \omega_H] / \omega_H^2$ вокруг перемещающегося центра ларморовской окружности $R(t) = r(t) - \rho(t)$, наз. в е д и м и ц е н т р о м. Такое приближение наз. дрейфовым, а ур-ние, описывающее плавное перемещение ведущего центра, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= \left(v_{\parallel} + \frac{1}{2} \frac{v_{\perp}^2}{\omega_H} (h \text{ rot } I_z) \right) h + \frac{c}{H^2} [E H] + \\ &+ \frac{1}{2H} \frac{v_{\perp}^2}{\omega_H} [H \nabla \cdot] + \frac{v_{\perp}^2}{\omega_H} [h \nabla \cdot] h. \end{aligned} \quad (5)$$

Первый член в правой части (5) описывает ДЗЧ вдоль силовой линии, второй — дрейф в скрещенных полях, третий — дрейф из-за неоднородности поля, четвёртый — т. н. центральный дрейф $v_{\text{цд}}$, связанный с кривизной силовых линий ($h \nabla \cdot h = -n/R$ (n — орт нормали, h — орт, параллельный E , R — радиус кривизны)). При движении заряд. частицы сохраняется её магн. момент, наз. первым адиабатич. инвариантом: $\mu = mc^2/2H = \text{const}$. Сохранение μ представляет собой проявление принципа адиабатической инвариантности

при квазипериодич. движении. В произвольной консервативной системе выражение для адиабатич. инварианта имеет вид $I_1 = \oint p_i dq_i = \text{const}$, где предполагается, что по координате q_i имеет место квазипериодич. движение. В случае ларморовского вращения $p_{\perp} = mv_{\perp}$, $dq_{\perp} = \rho d\varphi$ (φ — фаза вращения). Тогда $I_1 = \oint p_{\perp} \rho d\varphi = 4\pi m c v_{\perp} \rho / e$, то есть $\mu = \text{const}$. Если частица колеблется вдоль силовых линий, то в таком движении сохраняется интеграл $I_2 = \oint m v_{\parallel} dl$. Выражая v_{\parallel} через ϵ_k и μ , получаем $I_2 = \oint \sqrt{\epsilon_0 - \mu H} dl$, наз. обычно вторым адиабатич. инвариантом. Для выполнения условий его существования необходимо, чтобы за период одного продольного колебания частицы магн. поле, вдоль силовой линии к-рого движется частица, изменилось мало. Такое изменение может быть вызвано, напр., пространств. неоднородностью магн. поля, приводящей к поперечному дрейфу частицы (во время к-рого она переходит с одной силовой линии на другую), а также нестационарностью магн. поля. В последнем случае энергия частицы уже не является интегралом движения, но адиабатич. инвариант I_2 сохраняется в обычном смысле.

Если дрейфовое движение частицы поперёк силовых линий магн. поля носит циклич. характер, можно ввести третий адиабатич. инвариант I_3 . Его роль играет магн. поток внутри силовой трубки, охватываемой дрейфовой траекторией частицы.

На сохранении первого адиабатич. инварианта основана идея удержания частиц в т. н. адиабатич. ловушке (см. *Открытие ловушки, Магнитные ловушки*).

Лит.: Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, пер. с англ., М., 1953; Кролл Н., Трайвельли и А., Основы физики плазмы, пер. с англ., М., 1975; А. В. Митин, Л. А. Сагдеев, Р. З. Физика плазмы для физиков, М., 1979.

Е. В. Митин, В. Н. Оравский.
ЗАТРАВОННАЯ МАССА в квантовой теории поля — параметр, характеризующий связь между импульсом и скоростью частицы без учёта её самодействия. В физ. процессах З. м. появляется только в сумме с добавками, обусловленными взаимодействием с собств. полем, а также *поляризованной вакуума*. Эта сумма образует физическую (наблюдаемую) массу частицы.

А. В. Ефремов.
ЗАТРАВОННЫЙ ЗАРЯД (затравочная константа взаимодействия) в квантовой теории поля — параметр, характеризующий взаимодействие частиц (ноней) без учёта *перенормировок*. В физ. процессах З. з. появляется только в сумме с добавками — *радиационными поправками*, обусловленными *поляризованной вакуума*. Эта сумма образует физический (наблюдаемый) заряд.

А. В. Ефремов.
ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА — уменьшение интенсивности звуковой волны (для гармонич. волны — уменьшение амплитуды) по мере её распространения. З. з. обусловлено рядом причин, основными из к-рых являются т. н. расхождение волны, рассеяние и поглощение звука. Затухание вследствие расхождения волны связано с тем, что на больших расстояниях r от источника поток излучаемой звуковой энергии n мере распространения распределяется на всё увеличивающуюся площадь волновой поверхности и, соответственно, уменьшается поток энергии, приходящийся на единицу поверхности, т. е. *интенсивность звука*. В сферич. волне интенсивность убывает с расстоянием пропорционально r^{-2} , в цилиндрической — $\sim r^{-1}$.

Рассеяние звука на препятствиях в среде, на её неоднородностях, размеры к-рых малы или сравнимы с длиной волны, приводит к уменьшению потока энергии в первичн. направлении распространения звука. Характерными рассеивателями в газах являются илдикие капли (туман) или частицы твёрдых веществ (аэрозоль), в жидкостях — пузырьки воздуха, в твёрдых телах — разл. илнородные включения или отдельные кристаллиты в поликристаллах. Рассеяние на неров-

ных и неоднородных границах среды приводит к уменьшению интенсивности при отражении звука и прохождении его через границу, т. е. к изменению коэф. отражения и прохождения волны, определяемого согласно законам геометрии акустики. Подробнее см. в ст. *Рассеяние звука*.

Поглощение звука — необратимый переход звуковой энергии в другие виды энергии (преим. в теплоту) — может быть обусловлено разл. механизмами. Большую роль играют вязкость и теплопроводность среды, а на высоких частотах и при низких темп-рах — разл. процессы взаимодействия звуковых волн с внутр. возбужденными в твердом теле (фононами, электронами, проводимости, спиновыми волнами и др.). Подробнее см. в ст. *Поглощение звука*.

При З. к. обусловленным рассеянием и поглощением, интенсивность звука убывает с расстоянием по экспоненциальному закону $e^{-2\delta r}$, где δ — коэф. затухания (амплитуда гармонич. волны — по закону $e^{-\delta r}$), в отличие от степенного закона убывания интенсивности при расхождении волны. Коэф. З. к. δ выражается в единицах $m^{-1} (cm^{-1})$ или в логарифмич. единицах $На/м, дБ/м$.

ЗАТУХАЮЩИЕ КОЛЕБАНИЯ — уменьшение амплитуды колебаний с течением времени, обусловленное потерей энергии колебат. системой. Потери энергии колебаний вызываются в механич. системах вращением её в теплоту вследствие трения и излучением упругих волн в окружающую среду, в электрических системах — омич. потерями в них и излучением эл.-магн. волн в окружающее пространство.

Закон З. к. определяется свойствами системы. В линейных системах З. к. пропорционален не экспоненте:

$$X_k = X_0 \exp(-\alpha t)$$

(рис.), где t — время, α — показатель затухания системы. Для простейшей механич. системы — тела массы m , удерживаемого в положении равновесия упругой силой и испытывающего трение, пропорциональное скорости (с коэф. пропорциональности b), $\alpha = b/2m$; для простейшей электрич. системы — колебательного контура с индуктивностью L и сопротивлением R $\alpha = R/2L$. З. к. практически можно считать закончившимся, если амплитуда колебаний уменьшилась до $\sim 1\%$ нач. величины. Время t , в течение к-рого это произойдет, определяется из условия $e^{-\alpha t} = 0,01$ или $\alpha t = 4,6$, то есть $t = 4,6/\alpha$.

К затухающим колебаниям, строго говоря, неприменимо понятие периода или частоты. Однако если затухание мало, то можно условно пользоваться понятием периода T_1 как промежутка времени между двумя последующими максимумами колеблющейся величины (тока, напряжения, размаха колебаний маятника и т. д.). «Период» T_1 увеличивается по мере увеличения потерь энергии в системе. Для приведённых выше простейших случаев соответствующая этому условному «периоду» частота затухающих колебаний $\omega_1 = 2\pi/T_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$, где ω_0 — угловая частота собств. колебаний в отсутствии потерь энергии в системе. Скорость З. к. часто характеризуют декрементом затухания $\delta = \alpha T_1$, определяющим уменьшение амплитуды за один «период» колебаний, или величиной $d = \delta/T_1$, наз. просто затуханием. Скорость З. к. связана с добротностью колебат. системы Q ; в рассмотренных простейших случаях $d = 1/Q$.

В нелинейных системах отношение потерь энергии за период к полной энергии колебаний не остается постоянным, а изменяется с изменением амплитуды

колебаний. Поэтому закон З. к. оказывается не экспоненциальным. Простейшим с точки зрения закона З. к. случай — это нелинейная механич. система, в к-рой величина сил трения постоянна (не зависит от величины скорости), а направление силы трения противоположно скорости (т. н. сухое трение). Такая сила трения возникает в системах, движение к-рых связано со скользянием, напр. при колебаниях крутильного маятника с осью, установленной в подшипниках скользящих. В этом случае амплитуды колебаний убывают по закону арифметич. прогрессии.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Халякин и С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Горелкин И. Р. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Бишоп Р., Колебания, пер. с англ., 3 изд., М., 1986.

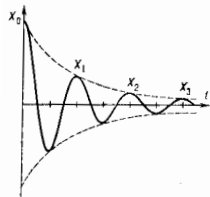
ЗАТУХАНИЕ КОНТУРА — величина, определяющая скорость убывания амплитуд собств. колебаний в электрич. контуре и вместе с тем характеризующая его резонансные свойства при вынужденных колебаниях. Амплитуда собств. колебаний в контуре убывает вследствие рассеяния энергии. Если обозначить W_k всю энергию колебаний в контуре, а W_n — часть её, составляющую потери за один период колебаний, то при $W_k \gg W_n$ З. к. равно $d = W_n/2\pi W_k$. В электрич. контуре, состоящем из сосредоточенной индуктивности L , ёмкости C и сопротивления R , З. к. (при том же ограничении) равно: $d = R\sqrt{C/L}$. З. к. является величиной, обратной добротности, и определяет ширину резонансной кривой; в случае вынужденных колебаний З. к. пропорционально декременту затухания δ : $d = \delta/\pi$.

ЗАТУХАНИЕ СВОБОДНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ — обусловленное релаксационными процессами уменьшение амплитуды поляризации среды после прекращения действия возбуждающего импульса резонансного эл.-магн. излучения. Падающий на среду импульс когерентного эл.-магн. излучения с частотой ω , резонансно разрешённому переходу между квантовыми состояниями $|a\rangle$ и $|b\rangle$ (соответствующими уровнями энергии a и b отдельных квантовых систем, т. е. атомов, молекул, примесных центров и т. д.), создаёт когерентную суперпозицию этих состояний, индуцируя тем самым элементарные диполи, колеблющиеся с частотой возбуждающего поля и связанные между собой по фазе. В результате возникает волна поляризации вещества, имеющая частоту ω и волновой вектор k , равный волновому вектору падающего импульса. По окончании импульса, т. е. когда среда свободна от воздействия поля, резонансная поляризация ещё сохранится, однако её амплитуда со временем уменьшается (затухает), а эл.-магн. волна, создаваемая колеблющимися с затухающей амплитудой диполями, регистрируется как сигнал З. с. н. [1—3]. Аналогом З. с. н. в ядерной магнитной резонансе является эффект затухания свободной индукции.

Имеются две качественно различные причины, вызывающие З. с. н. Первая из них — это процессы необратимой релаксации, к-рые приводят к распаду состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$ (спонтанное испускание, неупругие столкновения и т. д.) или к сбою их фаз (упругие столкновения). Эти процессы характеризуются временем поперечной релаксации T_2 и обуславливают т. н. однородное уширение спектральных линий (см. *Ширина спектральной линии*).

Вторая причина — различие собственных частот $\omega_{a,b}$, обусловленное либо эффектом Доплера при тепловом движении атомов и молекул в газе, либо смещением квантовых уровней в неоднородном внутрикристаллич. или внеш. поле (неоднородное уширение линии перехода). Поскольку в свободном состоянии диполи колеблются с собств. частотами $\omega_{a,b}$, то возникает их расфазировка, приводящая к дополнит. затуханию поляризации.

Если возбуждающий импульс имеет прямоугольную форму (рис. 1) и длительность $t \ll T_2$, T_2^* ($T_2^* =$



$= 2\sqrt{\ln 2} \gamma_n^{-1} \gamma_n^{-1}$ — неоднородная дисперсия (линии), а длина среды $L \ll l$ (l — длина резонансного поглощения), то эволюция затухающей амплитуды свободной поляризации описывается формулой:

$$P(t \geq \tau) \propto N \sin \Omega t \exp \left[-\frac{(t-\tau)^2}{T_2^2} - \frac{(t-\tau)}{T_1} \right],$$

где N — плотность числа резонансных излучателей, $\Omega = d_{ba} E / \hbar$ — частота Раби (см. *Двухуровневая система*), E — амплитуда возмущающего импульса, d_{ba} — матричный элемент дипольного момента. Интенсивность сигнала 3. с. п. $I_c \propto |P(t)|^2 L^2$, т. е. пропорциональна квадрату числа излучателей — особенностью, присущая процессам когерентного излучения. Подобная зависимость характерна и для эффекта *сверхизлучения*. Макс. значение I_c достигается при $\Omega \tau = \pi/2$ (см. *Импульсы*).

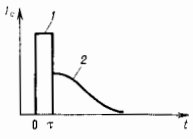


Рис. 1. Действие возбуждающего сигнала 1 на двухуровневую систему; 2 — сигнала затухания свободной поляризации.

Если падающий импульс возбуждает одновременно два (или более) близких по частоте квантовых переходов, то вклады этих переходов в поляризацию интерферируют, и сигнал 3. с. н. оказывается промодулированным с разностной частотой. Это одно из проявлений т. н. эффекта квантовых биений (см. *Интерференция состояний*).

Эффекты, подобные 3. с. н., имеют место и при многофотонном возбуждении квантовых переходов, когда опреде. комбинация частот падающих импульсов (напр., сумма или разность) совпадает с частотой соответствующего квантового перехода. В этом случае, однако, формируемый макроскопич. отклик среды может оказаться незначительным вследствие правил отбора (см. *Многофотонные процессы, Многофотонное поглощение*). Для его наблюдения используются дополнительные (пробные) импульсы, в поле к-рых когерентный отклик возбуждается в процесс параметрич. смешения частот. Генерируемое при этом излучение, как правило, отличается по частоте и направлению от возбуждающего, что удобно для выделения сигнала [2—4].

Примером является новение сигнала когерентного отклика типа свободной поляризации при двухфотонном возбуждении молекул азота в сверхзвуковой струе (рис. 2) [5]. Возбуждение осуществлялось с помощью одновременного воздействия двух

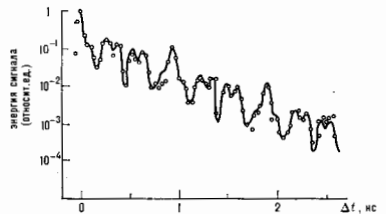


Рис. 2. Эволюция когерентного отклика молекул азота. Сплошная линия — теоретический расчёт; светлые кружки — эксперимент.

пикосекундных импульсов лазерного излучения, разность частот к-рых $\omega_1 - \omega_2$ совпадала с частотой Ω перехода между колебательно-вращательными уровнями молекулы азота с одинаковыми значениями вращательного квантового числа J в основном и возбуждённом колебат. состояниях. Регистрировался сигнал

3. с. н. на частоте излучения $\omega_3 = \Omega$, генерируемого за счёт когерентного антистоксова комбинац. рассеяния пробного пикосекундного импульса с частотой ω_3 , подаваемого через варьируемое время задержки Δt . Колебания амплитуды сигнала обусловлены интерференцией вкладов квантовых переходов с различными J .

3. с. н. и аналогичные ему эффекты широко используются для прямых измерений времён дефазировки квантовых состояний в атомах и молекулах, распада элементарных возбуждений в конденсиров. средах и т. д. Проявляющийся в 3. с. п. эффект квантовых биений позволяет определять частотные интервалы между близко расположенными уровнями энергии (см. *Нелинейная спектроскопия*).

Лит.: 1) Шумейкер Р. Когерентная инфракрасная спектроскопия нестационарных процессов, в кн.: *Лазерная и когерентная спектроскопия*, пер. с англ., М., 1982; 2) *Нелинейная спектроскопия*, пер. с англ., под ред. Н. Бломбергена, М., 1978; 3) Мичимики Э. А., Симавада Т. В. В., *Оптическая атомо-спектроскопия*, М., 1984; 4) Ахматовов С. А., Коротеев Н. И., *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света*, М., 1981; 5) Akiyama S. A. et al., Time-domain coherent active Raman spectroscopy of a free-radical jet, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1985, ч. 2B, p. 640.

К. Н. Дробочин.

ЗАТЯГИВАНИЕ ЧАСТОТЫ — явление, при к-ром автоколебательная система с двумя и более степенями свободы совершает колебания на одной из двух (или нескольких) частот, для каждой из к-рых выполнены условия самовозбуждения; причём установление того или иного колебания зависит от нач. условий и при изменении параметров автоколебания сохраняются на исходной частоте, хотя условия самовозбуждения уже стали более благоприятными для др. частоты; дальнейшее изменение параметров приводит к скачкообразной смене одного колебания другим с образованием петли гистерезиса.

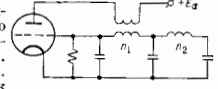


Рис. 1. Двухконтурный ламповый генератор.

Колебания при 3. ч. могут рассматриваться как результат связи подсистем, входящих в автоколеб. систему. Так, напр., в двухконтурном ламповом генераторе (рис. 1) колебат. системы с парциальными частотами n_1 и n_2 образуют систему с двумя нормальными видами колебаний, к-рым соответствуют частоты ω_1 и ω_2 . Условия самовозбуждения зависят от величины потерь в системе, определяемых отношением парциальных частот n_2/n_1 , и характеризуются эквивалентным сопротивлением $R_{экр}$ эти условия выполняются при $R_{экр} \geq R_{экр, мин}$ (рис. 2, а). Если перебрать второй контур, увеличивая его парциальную

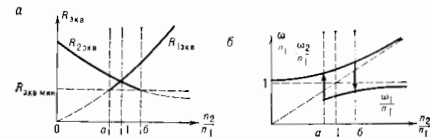


Рис. 2. Зависимость частоты генерируемых колебаний от взаимной расстройки контуров при сильной связи.

частоту n_2 , начиная с таких n_2 , для к-рых $n_2/n_1 < a$ (рис. 2, б), то вначале генерируется «верхняя» частота автоколебаний ω_2 , близкая к n_1 (причём $\omega_2 > n_2$) и слегка увеличивающаяся с ростом n_2 ; условия самовозбуждения вначале выполняются только для этой частоты (рис. 2, а, где $R_{2экр} > R_{экр, мин}$; а $R_{1экр} < R_{экр, мин}$). Как только n_2/a пройдёт значение, соответствующее точке $n_2/n_1 = a$ (рис. 2, б), и попадёт в область, охватываемую петлей 3. ч., то условия самовозбуждения станут выполняться одновременно, как для верхней ω_2 , так и для нижней ω_1 ($\omega_1 < n_1$) частот автоколебаний (рис. 2, а, где $R_{2экр} > R_{экр, мин}$ и $R_{1экр} > R_{экр, мин}$). Однако

нока $n_2 < n_1$ условия самовозбуждения ω_2 более благоприятны, чем ω_1 , и если колебания в генераторе угасают, а затем снова возбуждятся, то описать установившиеся колебания с частотой ω_2 . При дальнейшем увеличении n_2 ($n_2 > n_1$) условия самовозбуждения становятся более благоприятными для частоты ω_1 (рис. 2, а, где $R_{1\text{экв}} > R_{2\text{экв}}$), но, по-прежнему, генерируется частота ω_2 , поскольку колебания на этой частоте уже существуют. В точке *b* (рис. 2, б) колебания частоты ω_2 скачком переходят в колебания частоты ω_1 , т. е. здесь перестают выполняться условия существования колебаний с частотой ω_2 , и при дальнейшем росте n_2 колебания будут происходить на частоте ω_1 . Изменяя n_2 в обратном направлении, от больших значений к меньшим, можно осуществить 3. ч. ω_1 в области $a < < n_2/n_1 < 1$. При дальнейшем уменьшении частоты n_2 второго контура в точке *a* (рис. 2, б) происходит обратный перескок частоты автоколебаний от ω_1 к ω_2 и тем самым замыкается петля гистерезиса 3. ч.

Образом 3. ч. в фазовом пространстве, т. е. размерности k -рого равна 3, служит картина с двумя устойчивыми предельными циклами и одним неустойчивым — седловым циклом. Устойчивая сепаратриса седлового цикла разделяет области притяжения устойчивых периодич. движений. Скачкообразной смене режима колебаний соответствует бифуркация слияния (с последующим исчезновением) одного из устойчивых циклов с седловым периодич. движением.

3. ч. во мн. случаях — вредное явление, т. е. в процессе настройки генератора при изменении к-н. параметра может произойти изменение частоты. Чтобы избежать 3. ч., надо уменьшить обратную связь между контурами или уменьшить добротность второго контура.

Лит.: Конторович М. И. Нелинейные колебания в радиотехнике. М., 1973; Основы теории колебаний. М., 1978; Рабинович М. И., Трубецков Д. Н., Введение в теорию колебаний и волн. М., 1984.

В. Н. Беляк, М. И. Рабинович.

ЗАХВАТ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА в полупроводниках — переход электрона из зоны проводимости на примесный уровень в запрещенной зоне неподпроводника либо с примесного уровня в валентную зону (последний случай удобнее рассматривать как переход дырки из валентной зоны на примесный уровень; см. *Зонная теория*). Скорость r_3 3. н. з. из зоны проводимости пропорциональна концентрации n носителей в зоне, концентрации N_1 примесных уровней и вероятности того, что данный уровень с энергией \mathcal{E}_1 не заполнен:

$$r_3 = \alpha_3 n N_1 [1 - f(\mathcal{E}_1)].$$

Здесь $f(\mathcal{E}_1)$ — вероятность заполнения данного уровня. α_3 — коэф. захвата, связанный с эффективным сечением захвата S соотношением:

$$\alpha_3 = Sv_T,$$

где v_T — ср. скорость теплового движения носителей заряда.

Наряду с процессом 3. н. з. происходит обратный процесс — их выброс с примесных уровней в зону. Скорость этого процесса равна:

$$g_3 = \beta_3 n_1 f(\mathcal{E}_1).$$

Согласно *детальному равновесию принципу*, в состоянии термодинамич. равновесия $g_3 = r_3$, откуда $\beta_3 = \alpha_3 n_1$, где $n_1 = (g_0/g_1) N_1 \exp(-I/kT)$, g_0, g_1 — статистич. веса соответственно пустого и заполненного уровня, N_1 — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, I — энергия ионизации примесного уровня. Суммарная скорость захвата электронов равна:

$$R_3 = r_3 - g_3 = \alpha_3 N_1 [n(1-f) - n_1 f].$$

Аналогичные ф-лы имеют место для захвата дырок, характеризующегося соответствующими величинами $r_d, \alpha_d, n_d, g_d, R_d$.

3. н. з. может явиться первым этапом процесса *рекомбинации носителей заряда* через примесные центры: захват электрона из зоны проводимости и последующий захват дырки на тот же уровень (либо наоборот). Если для данного уровня $\alpha_3 \gg \alpha_d$, то электрон, захваченный на этот уровень, прежде чем рекомбинировать с дыркой, может быть много раз выброшен обратно в зону проводимости и захвачен снова. Такие примесные уровни наз. *уровнями притяжения* или *паци* или *ловушками* для электронов; при $\alpha_d \gg \alpha_3$ имеют уровни притяжения для дырок. Уровни для к-рых $\alpha_3 \sim \alpha_d$ наз. *уровнями рекомбинации*. При захвате обоих носителей заряда на уровни притяжения с низким темпом выброса (малые β_3 и β_d) неравновесное состояние может сохраняться очень долго, особенно при низких темп-рах.

Лит.: Бочков В. В. и другие. В. Д., Калашников С. Г., Физика полупроводников. М., 1973; Азут И. Гейцов Д., Герман К., Фотоэлектрические явления, пер. с нем., М., 1980.

ЗАХВАТЫВАНИЕ ЧАСТОТЫ — явление, состоящее в том, что автоколебательная система (автогенератор) при воздействии на неё периодически изменяющейся во времени внеш. силы совершает колебания не с частотой автоколебаний ω_0 , а с частотой ω_0 внеш. воздействия. 3. ч. осуществляется лишь благодаря нелинейности и диссипативности и имеет место при условии, что частоты ω_0 и ω_0 не слишком отличаются друг от друга, т. е. для нек-рого ограниченного диапазона частотных расстройк, называется *полосой захвата*.

Полоса захвата зависит от свойств автогенератора и амплитуды внеш. силы. В частности, при возрастании амплитуды внеш. силы полоса захвата, как правило, увеличивается. 3. ч. может наблюдаться в автоколебат. системах любой физ. природы и при различных периодах внеш. воздействия. Впервые же оно было обнаружено и объяснено для томсоновского генератора с синусоидальным воздействием. Другой распространённый термин для 3. ч. — *синхронизация* автогенератора внеш. силой.

Как 3. ч., так и процессы, сопутствующие ему, часто моделируются неавтономным ур-нием:

$$\ddot{x} + f(x, \dot{x}) \dot{x} + g(x) = h(t) \quad (1)$$

[t — время, $g(x)$ — возвращающая сила, f — знаконерменная ф-ция] в фазовом пространстве (x, \dot{x}, t) . Образом 3. ч. в фазовом пространстве служат устойчивый предельный цикл периода $2\pi/\omega_0$, делающий один оборот в плоскости (x, \dot{x}) за период. Этот цикл при слабом воздействии расположен на торе, а при сильном — он притягивает все траектории (1).

Вне полосы захвата в зависимости от свойств автогенератора и характера воздействия могут наблюдаться след. типы колебаний: а) периодич. колебания, напр. при больших частот ω_0 и $(p/q)\omega_0$, где p, q — целые числа; их образы в фазовом пространстве — предельные циклы, расположенные при слабом воздействии на торе с числом вращения, равным q/p ; б) квазипериодич. колебания, их образ в фазовом пространстве — незамкнутая обмотка тора, напр. при несоизмеримых ω_2 и ω_0 при слабом воздействии; в) *стохастические колебания*, их образ в фазовом пространстве — либо *странный аттрактор*, либо сложные устойчивые траектории.

Явление, при к-ром для нек-рого интервала значений $|\omega_0 - p\omega_0|$ (при $p > 1$) происходит периодич. колебания с частотой ω_0 , наз. *ультрагармоническим 3. ч.* Образ этого явления в фазовом пространстве есть предельный цикл периода $2\pi/\omega_0$ с p оборотами в плоскости (x, \dot{x}) . Число вращения на торе при слабом воздействии в этом случае равно $1/p$. Если автоколебат. система описывается ур-нем (1), где нелинейность f и внеш. сила h малы, то это ур-ние с помощью асимп-

точеч. методов приводится к системе уравнений ур-ний:

$$\dot{A} = F(\varphi, A), \quad \dot{\varphi} = \Phi(\varphi, A), \quad (2)$$

где A и φ — соответственно амплитуда и фаза (или действие и угол). Тогда $\dot{\varphi}$ объясняется существованием устойчивых состояний равновесия (2), а полюс захвата соответствует области их устойчивости.

З. ч. используется для синхронизации автогенератора и позволяет управлять частотой мощного генератора слабым сигналом, а ультрагармоническое или субгармоническое захватывание — для умножения или деления частоты.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., К теории захватывания Ван дер Поля, в кн.: Андронов А. А., Собр. трудов, М., 1956; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. Н. Белых.

ЗВЕЗДНАЯ ДИНАМИКА — область астрономии, изучающая строение, устойчивость и эволюцию звездных систем. Осн. объектами изучения З. д. являются шаровые и рассеянные *звездные скопления* внутри *галактик*, галактики в целом, а также *скопления галактик*. З. д. зародилась в нач. 20 в. Основы её были заложены в трудах А. С. Эддингтона (A. S. Eddington) и Дж. Х. Джинса (J. H. Jeans).

В З. д. изучаются усреднённые характеристики звездных систем, определяемые *функцией распределения звезд* $f(t, r, v)$, зависящей от времени (t), координат (r) и скоростей (v). Ф-ция f определяет кол-во звезд, находящихся в момент t в единичном элементе объёма *фазового пространства* в окрестности точки (r, v). С помощью ф-ции распределения выражаются ср. величины, характеризующие звездную систему: плотность $\rho(t, r)$, ср. скорость $u(t, r)$, тензор давлений $P_{ik}(t, r)$ и др. Ф-ция распределения удовлетворяет кинетическому уравнению Больцмана—Власова, в к-ром учитываются общее усреднённое (самосогласованное) поле тяготения системы, определенное гравитационным потенциалом $\Phi(t, r)$, и столкновения отд. звезд, определяемые столкновительным членом $St(f)$ (интеграл столкновений):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = St(f).$$

Гравитационный потенциал Φ удовлетворяет *Пoissona уравнению*:

$$\Delta \Phi = 4\pi G m \int f dv,$$

где m — масса звезды, G — гравитационная постоянная (для простоты предполагается, что массы звезд одинаковы). Под столкновением в З. д. подразумевают изменение траектории звезды за счёт гравитационного взаимодействия при пролёте относительно неё других звезд. В стационарном скоплении интеграл столкновений, строго говоря, зависит как от распределения звезд по скорости, так и от распределения плотности в скоплении, т. е. имеет нелокальный характер. В отличие от газа или плазмы для звездного скопления $St(f)$ имеет значительно более сложный вид и не может быть универсальным образом записан для произвольного скопления.

Если характерное время между столкновениями звезд t_c превышает время расширения Вселенной $t_U \approx 2 \cdot 10^{10}$ лет, то такая система наз. *бесстолкновительной*. Большинство галактик во Вселенной являются бесстолкновительными системами. Переход такой системы в стационарное состояние происходит за неск. характерных времён пролёта звездой размера системы R : $t_h \approx R \sqrt{\frac{1}{v^2}}$, где v^2 — ср. квадрат скорости звезд, к-рый можно оценить по *вириала теореме*:

$$\frac{\overline{v^2}}{2} \approx \frac{GM}{R},$$

M — масса системы. Для *Галактики* $t_h \approx 2 \cdot 10^8$ лет $\ll t_U$. Галактики находятся в стационарном состоянии, определяемом решением кинетич. уравнения без

правой части. В бесстолкновительной звездной системе возможно распространение волн и развитие неустойчивостей, важнейшим проявлением к-рых является спиральная структура галактик (см. *Спиральные галактики*). Спиральную структуру принято рассматривать как волну плотности, распространяющуюся по галактик. диску. Спирали могли возникнуть в результате развития *гравитационной неустойчивости*, когда силы тяготения в малом возмущении спиральной формы приводят к росту амплитуды возмущения. Возможны и др. причины возникновения спиралей. Помимо гравитационной неустойчивости в бесстолкновительной звездной системе возможно развитие неустойчивостей, связанных с формой ф-ции распределения. Такие усреднённые, аналогично *неустойчивостям плазмы*, наз. кинетическими.

В шаровых звездных скоплениях, а также в центр. областях нек-рых галактик концентрации звезд столь велики, что время между столкновениями

$$t_c \approx \frac{10^8 N^{1/2}}{\ln N} \left(\frac{R}{3 \cdot 10^{18}} \right)^{3/2} \left(\frac{M_{\odot}}{m} \right)^{1/2} \text{ (лет)}$$

много меньше t_U . Здесь N — полное число звезд в скоплении, M_{\odot} — масса Солнца. Столкновения стремятся установить *Максвелла распределение* в скоплении, что приводит к установлению сферического скопления. При установлении максвелловского распределения часть звезд приобретает большие скорости и улетает из системы. При этом всё скопление сжимается. Скорость такого испарения определяется из условия того, что за время t_c улетают звезды «максвелловского хвоста», имеющие скорости v_{esc} в два и более раза превышающие среднеквадратичные скорости звезд в скоплении: $v_{esc}^2 = 4\overline{v^2} = 12T/m$, $\overline{v^2} = 3T/m$, T — темп-ра скопления в энергетич. единицах, характеризующая ср. кинетич. энергию звезды в системе. Скорость испарения $dN/dt \approx -0,007N/t_c$. Испарение звезд является осн. фактором, определяющим эволюцию шаровых скоплений. Когда число звезд в скоплении не превышает $N_c \approx 10^8 - 10^4$, наряду с далёкими столкновениями важную роль играют звездные пары и столкновения с ними пролетающих звезд. При таких столкновениях происходит сближение звезд в парах, потенциальная энергия к-рых переходит в кинетич. энергию звезд. В результате скопление с $N < N_c$ полностью распадаётся (звезды разлетаются) за счёт потенциальной энергии пар. Конечной фазой эволюции шарового скопления является, видимо, его полный распад. Если число звезд в скоплении $N > N_c$, то в результате столкновительной эволюции скопление может сжаться настолько, что его размер приблизится к *гравитационному радиусу*, и это приведёт к релятивистскому гравитационному коллапсу. Так могли образоваться *чёрные дыры* в ядрах нек-рых галактик (см. *Ядра галактик*).

Важнейшими достижениями З. д. можно считать теорию строения и эволюции шаровых скоплений, установление того, что спиральные рукава галактик представляют собой волны плотности. Многие важные проблемы ещё не решены. К ним можно отнести выявление механизма образования и поддержания спиральной волны; эволюцию массивных звездных скоплений, представляющих собой ядерные области галактик; и возможности образования в них чёрных дыр; изучение звездно-динамич. процессов в галактиках, находящихся в двойных системах, а также в галактик. дисках, погружённых в сферич. или эллипсоидальную звездную подсистему (гало).

Наряду с решением кинетич. ур-ния для решения многих проблем З. д. используется численное моделирование, при к-ром решается совместно система ур-ний движения отд. звезд с учётом их взаимного притяжения. При таком подходе единым образом рассматриваются самосогласованные поля и столкновения звезд. К настоящему времени численные методы позволяют

рассчитывать системы, содержащие $\sim 10^6$ звёзд. Ввиду быстрого прогресса вычислительной техники, этот метод исследования весьма перспективен.

Лит.: Чандрасекар С., Принципы звездной динамики, пер. с англ., М., 1948; О'Рорданино В. К. Ф., Динамика звездных систем, М., 1968; Килематика и динамика звездных систем, М., 1968; Динамика и эволюция звездных систем, [Сб. ст.], М.—Л., 1975; Поляченко В. Л., Фридман А. М., Равновесие и устойчивости гравитирующих систем, М., 1976. Г. С. Висноватый-Козлов.

ЗВЕЗДНЫЕ АТМОСФЕРЫ.

Содержание:

1. Введение	61
2. Нижняя атмосфера	62
3. Верхняя атмосфера	62
4. Проявления звездной активности	63

1. Введение

Звездные атмосферы — внеш. части звёзд, эл.-магн. излучение к-рых способно без последующих переизлучений покинуть звезду. Звёзды абсолютно непрозрачны для эл.-магн. излучения, возникающего в их недрах, к-рое испытывает многократное переизлучение, прежде чем достигнет З. а. — слоя с *оптической толщиной* $\tau \leq 1$, откуда оно может достичь наблюдателя.

Ниж. часть З. а., из к-рой выходит основная часть её излучения, наз. фотосферой. В расположенных над ней внеш. частях З. а. обычно выделяют хромосферу, переходный слой и корону.

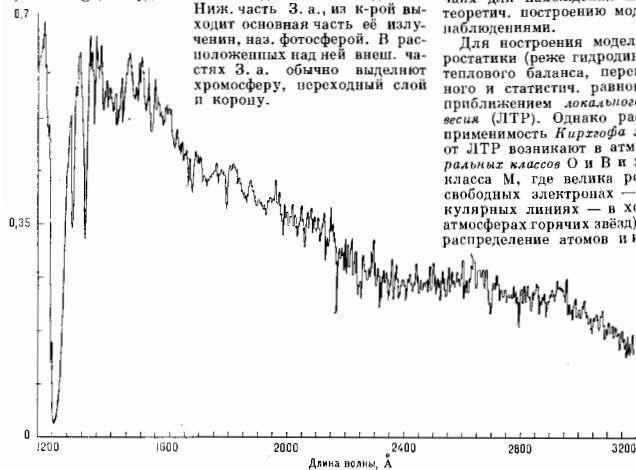
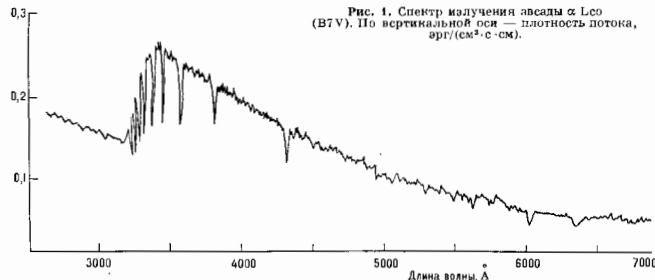


Рис. 1. Спектр излучения звезды α Cen (B7V). По вертикальной оси — плотность потока, $\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{см})$.



Эл.-магн. излучение З. а. является по существу единственным источником информации о звёздах. Спектр излучения звезды в целом подобен планковскому (хотя часто имеет сильно искажённый вид; см. рис. 1 и раздел 2) с максимумом, лежащим в ближней ИК-, видимой или УФ-областях спектра. Это позволяет ввести *эффективную температуру* звезды $T_{\text{эф}}$, к-рая лежит для большинства звёзд в диапазоне 2—100 тыс. К. Вдали от максимума спектра звёзды обычно излучают сильнее, чем можно ожидать в случае планковского излучения. На непрерывный спектр наложены многочисленные спектральные линии. Для большинства звёзд в области максимума непрерывного спектра преобладают линии поглощения, а в коротковолновой области — линии излучения. Для части звёзд линии излучения видны и около максимума. Анализ эл.-магн. излучения звёзд проводится на основе теории З. а.

Осн. предметом изучения теории З. а. являются физ. параметры З. а. (тем-ра, плотность, ионизация и возбуждение атомов и молекул, хим. состав, интенсивность хаотич. и регулярных движений и т. д.) и методы их получения из наблюдений. Во многих случаях для нахождения параметров З. а. прибегают к теоретич. построению моделей З. а. и сравнению их с наблюдениями.

Для построения моделей З. а. решают ур-ния гидростатики (реже гидродинамики) совместно с ур-ниями теплового баланса, переноса излучения, ионизационного и статич. равновесия. Часто ограничиваются приближением *локального термодинамического равновесия* (ЛТР). Однако рассеяние излучения нарушает применимость *Кирхгофа закона излучения*. Отклонения от ЛТР возникают в атмосферах горячих звёзд *спектральных классов* O и B и холодных звёзд спектрального класса M, где велика роль рассеяния излучения (на свободных электронах — в горячих звёздах, в молекулярных линиях — в холодных). Иногда (особенно в атмосферах горячих звёзд) нарушается и бальмановское распределение атомов и ионов по энергетическим уровням. Это приводит к необходимости построения более громоздких моделей З. а. Такие модели лучше описывают непрерывный спектр звёзд и только на их основе можно производить количеств. сравнение с наблюдениями интенсивностей и профилей спектральных линий в спектрах горячих звёзд. В общем случае проблема построения модели З. а. очень сложна и не решена окончательно.

Для верх. атмосфер большинства звёзд лишь недавно появились достаточное кол-во наблюдательных данных для их подробного изучения. В результате классич. объектов теории З. а. являются фотосферы звёзд.

Спектральные линии несут несравненно более богатую информацию о звёздах, чем непрерывный спектр. Количеств. анализ спектральных линий возможен лишь с использованием сведений о структуре З. а.

За исключением спектров белых карликов в большинстве звездных спектральных линий преобладает многократное рассеяние света: радиац. переходы намного более вероятны, чем ударные. Это приводит к тому, что при количеств. анализе спектров прибегают в общем случае к весьма громоздким расчётам переноса излучения в спектральных линиях с нераспределением энергии по частоте.

Простейшим массовым методом определения параметров З. а. по спектральным линиям является метод *кривых роста*, позволяющий без знания профилей линий, но одним эквивалентным ширинам находить все осн. характеристики З. а., включая хим. состав. Для звезд с детально изученными спектрами используют метод синтетич. спектра — метод сравнения с наблюдениями теоретически рассчитанных спектров с учётом наиб. важных (обычно многих тысяч) спектральных линий. Это позволяет уточнить все осн. параметры З. а. Более тонкие характеристики, такие, как вращение звезды, вертикальные движения, наличие пятен и т. д., определяют исследуя профили спектральных линий и их перемещение.

Осн. часть атмосфер большинства звезд находится в состоянии, близком к гидростатич. равновесию. Исключение составляют гл. обр. ниж. части фотосфер звезд с $T_e < 8000$ К, где важна роль конвекции, верх. части З. а., где формируется звездный ветер, а также З. а. пульсирующих звезд, зрелитивных переменных звезд и те участки З. а., где происходят хромосферные вспышки и некоторые другие активные процессы.

Магн. поля и дифференциальное вращение звезд приводят к сложной неоднородной и динамичной структуре З. а. и многообразным проявлениям звездной активности (см. ниже). Магн. поля, вероятно, являются осн. источником энергии в верх. частях З. а. многих типов. Они же, по-видимому, ответственны за исключительное своеобразие хим. состава атмосфер магнитных звезд и крайне необычные физ. условия в атмосферах и магнитосферах нейтронных звезд.

2. Нижняя атмосфера

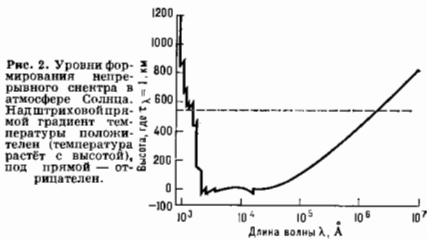
В фотосферах практически всегда абсолютно доминирует радиац. перенос энергии. Его эффективность определяется коэф. непрозрачности (суммой коэф. поглощения и рассеяния) атмосферы, зависящим для фотонов каждой частоты от хим. состава, темп-ры и плотности газа. Последнее зависит от T_e и ускорения силы тяжести g в З. а. Величины T_e и g вместе с составом З. а. являются гл. параметрами, определяющими свойства фотосфер. Это обстоятельство находит отражение в возможности использовать двумерную классификацию звезд по спектральным классам, связанным с эффективными температурами звезд, и *светимости классам* (разные g), а также деление звезд на звездные населения, различающиеся относительным содержанием (по отношению к водороду и гелию) «тяжелых» элементов (углерода и др.; см. *Галактика*).

В фотосферах звезд устанавливается распределение темп-ры, падающее наружу, и распределение плотности, определенное *барометрической формулой*. Характерная толщина фотосферы ΔR определяется длиной свободного пробега фотонов в слое с оптич. глубиной (толщиной) $\tau=1$. Она близка к величине шкалы высот в фотосфере, тем самым пропорциональна темп-ре T и обратно пропорциональна гравитац. ускорению g , т. е. при заданной массе пропорциональна радиусу звезды R . Для большинства звезд $\Delta R/R < 1$, напр.: $\Delta R/R \sim 10^{-3}$ для горячих звезд гл. последовательности; $\sim 10^{-2} - 10^{-4}$ для красных карликов, красных гигантов и сверхгигантов; $\sim 10^{-5}$ для белых карликов и ещё меньше для нейтронных звезд. Исключением являются *Вольфа — Райе звезды*, звезды типа P Cyg и др. звезды с очень сильным истечением вещества, для к-рых $\Delta R \sim R$.

На непрерывный спектр звезды в области его максимума накладываются скачки (резкие изменения интенсивности с частотой; рис. 1), возникающие на границах спектральных серий наиб. обильных атомов. Основными являются *Бальмеровский скачок* (ок. 3650 Å) и *Лаймановский скачок* (ок. 912 Å). Поскольку в фотосфере градиент темп-ры направлен внутрь звезды, наблюдаемое излучение оказывается слабее в тех областях, где ниже прозрачность фотосферы (в области спектра, где З. а. наиболее прозрачна, видно излучение, испускаемое более глубокими и горячими слоями). Этим определяется характер скачков, а также тот факт, что спектральные линии обычно видны поглощением. Градиент темп-ры в З. а. приводит также к явлению потемнения к краю диска звезды, изучаемому по покрытию диска одной звездой другой звездой в затмённых двойных системах.

В разных спектральных диапазонах уровень формирования непрерывного спектра ($\tau \approx 1$) находится на разных геом. глубинах. Для коротковолновой области спектра (где относительно велико поглощение на ионах металлов) и для длинноволновой (где велико тормозное поглощение) уровень формирования непрерывного спектра может лежать в хромосфере (рис. 2), в к-рой градиент темп-ры направлен наружу, что приводит к увеличению яркости к краю диска и возникновению эмиссионных линий. Для звезд с наиб. развитыми хромосферами (напр., звезда типа T Tau) это имеет место и в видимом диапазоне — области максимума спектра излучения. Эмиссионные линии возникают также в звездах с протажёнными околосредними ободочками, эффективно рассеивающими в спектральных линиях излучение фотосферы.

В тесных двойных звездах существует эффект облучения атмосферы одного компонента излучением дру-



го (т. н. эффект облучения). В случаях маломассивных двойных рентг. источников (см. *Рентгеновая астрономия*, *Рентгеновские пульсары*) облучение рентг. компонентом оптич. компонента может привести к различию темп-ры точек фотосферы последнего в неск. раз. В результате в процессе орбитального вращения наблюдаются сильная переменность спектрального класса (в случае HZ Her от F ($T_e \approx 8000$ К) до B ($T_e \approx 20000$ К)). Кроме того, в тесных двойных звездах нередки потоки масс с одного компонента на другой и др. эффекты, резко усложняющие гидродинамику З. а. и их спектральные проявления. Важную информацию о таких звездах, а также о звездах с сильными магн. полями несёт поляризация излучения.

3. Верхняя атмосфера

Как следует из наблюдений, у Солнца и большинства звезд темп-ра, убывающая наружу в фотосфере, проходит через минимум в т. п. обрабатываемом слое и далее возрастает, достигая значений $10^5 - 10^7$ К. Это означает, что радиац. нагрев не является доминирующим источником энергии в верх. слоях З. а. Там, по-видимому, преобладает диссипация энергии магн.

поля звёзд, а также акустич. энергии, вырабатываемой конвективными движениями в подфотосферных слоях З. а. У звёзд с $T_{\text{эф}} \leq 8000$ К под фотосферой расположена *конвективная зона*, развитая тем больше, чем ниже $T_{\text{эф}}$ звёзды. В конвективной зоне преобладает механич. перенос вещества и энергии. В результате в ней генерируется акустич. шум. Малая доля энергии звезды (для Солнца $\sim 10^{-6}$) уходит в верх. слой З. а. в виде акустич. волн, преобразующихся в замагниченную плазму верх. частей З. а. в магнитоидродинамич. волны. Их затухание, как и диссипация магн. энергии, вызывает дождик из нагрет. слоев З. а. Выделяющаяся энергия мала по сравнению с энерговыделением звезды, но поскольку она распределяется на малое число частиц разреженной части З. а., среда может быть нагрета до миллионов кельвинов.

Верх. слой З. а. оптически тонкий для большей части собств. излучения. Поэтому тепловой баланс там определяется объёмным охлаждением и нагревом. В таких условиях космич. плазма из-за тепловой неустойчивости распадается на слой с $T \approx (1-5) \cdot 10^4$ К, охлаждающийся в линиях наб. обильных элементов — водорода и гелия и слой с $T \geq 10^6$ К. Слой с $T \approx 10^4$ К лежит над фотосферой и получил назв. хромосферы. Внеш. слой с $T \geq 10^6$ К наз. короной. Между ними имеется тонкий слой, наз. переходной областью с резким перепадом тем-ры от 10^4 до $\sim 10^6$ К, где распределение тем-ры определяется теплопроводностью, т. е. ноток тепла идёт сверху вниз.

Хромосферы звёзд излучают гл. обр. в резонансных спектральных линиях (в осн. в УФ-диапазоне), короны звёзд — в рентг. диапазоне. Переходная область характеризуется излучением резонансных линий широкого набора ионов гл. обр. в жёстком УФ-диапазоне (рис. 3).

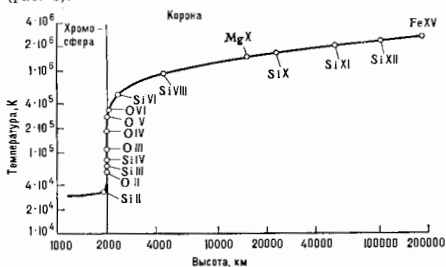


Рис. 3. Распределение температуры и степеней ионизации кислорода и кремния в переходной области между хромосферой и короной Солнца.

Внеш. атмосферы Солнца и, видимо, большинства звёзд крайне неоднородны. Вне области сильного *звёздного ветра* в верх. частях З. а. давление магн. поля, по-видимому, больше газового. В одних звёздах преобладают замкнутые магн. арки, поднимающиеся высоко над фотосферой, внутри к-рых газ улощён. В других — магн. силовые линии имеют в осн. открытый характер, что облегчает отток вещества и формирование звёздного ветра.

Для звёзд с наб. сильным истечением [звёзды Вольфа-Райе, массивные протозвёзды, напр., IRC 10216 (см. *Звездобразование*), холодные звёзды с сильным истечением] значит. скорости истечения наблюдаются уже в фотосфере. В холодных звёздах с сильным истечением тем-ра падает наружу в такой степени, что в оттекающих оболочках образуется широкий набор молекул, наблюдаемых по радиоизлучению (см. *Молекулы в атмосферах и оболочках звёзд*), и, в частности, по лазерному (молекулы

ОН, H₂O, SiO; см. *Лазерный эффект в космосе*). В них происходит образование наннок, выбрасываемых затем в межзвёздную среду (см. *Межзвёздная пыль*). Иногда в З. а. пылеобразование идёт столь сильно, что оптич. излучение звезды ослабляется в десятки и тысячи раз на время от неск. дней до неск. лет.

4. Проявления звёздной активности

В атмосферах Солнца и др. звёзд происходит обширный класс нестационарных процессов, имеющих широкий спектр наблюдательных проявлений. По аналогии с *солнечной активностью* они объединяются общим термином *звёздная активность*. Её удаётся наблюдать в оптич. континууме (непрерывном спектре) в виде тёмных пятен на Солнце и звёздах [последние обнаруживаются гл. обр. по переменности блеска при вращении звезды вокруг оси; см. рис. 4 (внизу)] и вспышек, наб. ярко проявляющихся в красных карликовых (звёздах см. *Вспыхивающие звёзды*). Механизмы и проявления вспышек на звёздах аналогичны таковым для *вспышек на Солнце*. Интенсивности излучения хромосфер и корон звёзд испытывают квазипериодич. вариации с периодами порядка десяти лет, что резко скачивается на интенсивности УФ- и рентг. линий, а также на переменности линий H и K CaII (рис. 4).

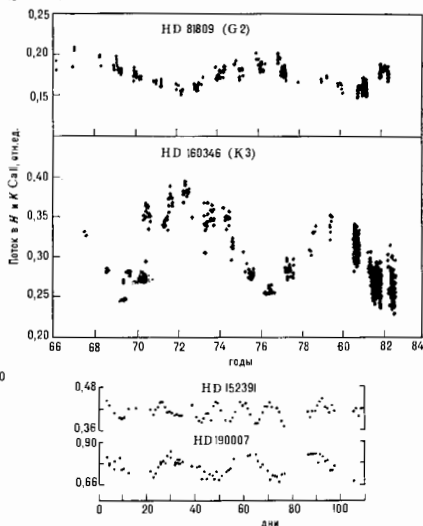


Рис. 4. Наблюдения циклов активности по излучению в фиолетовых линиях H и K CaII для двух звёзд (вверху). Приведены номера звёзд по каталогу HD и спектральные классы (в скобках). Внизу показаны изменения блеска (в относительных единицах) аналогичных звёзд в тех же линиях, возникающие вследствие осевого вращения.

Звёздная активность тесно связана с наличием конвективной зоны в подфотосферной области и вращением звезды вокруг оси. Чем сильнее развита конвективная зона и чем быстрее вращение звезды, тем интенсивнее активные процессы. Наб. интенсивны они на молодых, ещё не замедливших вращение звёздах (типа T Tau) и в тесных двойных звёздах поздних спектральных классов (типа RS CVn). Тем-ры корон таких звёзд

107—108° К, у них наблюдаются сильная вспышечная переменность рентг. излучения.

На звездах ранних спектральных классов активные процессы не столь заметны на ярком фоне излучения звезды, но также наблюдаются по тепловому радиационному.

Лит.: Уэнольд А. Физика звездных атмосфер, пер. с англ., М., 1949; Звездные атмосферы, под ред. Дж.-Д. Гринстеда, пер. с англ., М., 1963; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Иваницкий В. В., Перенос излучения и спектры небесных тел, М., 1969; Китчиз Р., Model atmospheres for G, F, A, B and O stars, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1970, ч. 40, в. 1; Грей Д., Наблюдения и анализ звездных фотосфер, пер. с англ., М., 1980; Михалас Д., Звездные атмосферы, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; Тротта Р. Н., Stellar atmospheric structure, *Repts. P. Wash.*, 1983; Зелинский И. А., Ультрафиолетовые оболочки звезд, М., 1984; Гурзанди Г. А., Звездные хромосферы, М., 1984; M-stars, ed. by H. R. Johnson, F. Qeregi, W. Stroh, 1985.

ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ — относительные или абсолютные измерения блеска звезд и др. астрономич. объектов (планет, галактик, спутников и др.).

Ещё Гиппарх (Hipparchos), а за ним и Птолемей (Ptolemaios) разделили звезды, видимые простым глазом, на шесть величин, отнес к 1-й наиб. яркие, а к 6-й — наиб. слабые звезды. Слово «величина», по всей вероятности, возникло вследствие ошибочного убеждения в том, что яркие звезды обладают большими размерами, слабые — малыми. Несмотря на то, что эта терминология ошибочна и блеск звезды кроме размеров зависит также от яркости тем-ры, расстояния и др. параметров, термин «З. в.» сохранился до настоящего времени. Более того, это понятие распространилось на др. астрономич. объекты, блеск к-рых тоже часто выражают в З. в. Совр. определение З. в. m следующее:

$$m = -2,5 \lg \int_0^{\infty} E_{\lambda} f_{\lambda} d\lambda + C. \quad (1)$$

Здесь E_{λ} — освещенность, λ — длина волны, f_{λ} — спектральная чувствительность (кривая реакции) регистрирующей аппаратуры, C — постоянная, задающая нуль-пункт системы величин. Коэф. —2,5 определяет шкалу З. в. и наз. коэффициентом Погсона. Знак минус указывает на то, что при увеличении блеска З. в. уменьшаются. Величина f_{λ} равна произведению спектральной чувствительности приёмника излучения и пропускания коэффициента (проникновения коэффициента) оптич. элементов регистрирующей аппаратуры (фотометра) и телескопа.

Земная атмосфера поглощает значит. долю энергии, приходящей от астрономич. объектов (см. Прозрачность земной атмосферы). Поглощение при этом сильно зависит от λ , азимутного расстояния объекта, высоты наблюдателя над уровнем моря и состояния атмосферы. Чтобы не связывать понятие З. в. с этими меняющимися параметрами условий наблюдения, измерения обычно исправляют за атм. экстинкцию. В этом случае E_{λ} в ф-ле (1) обозначает распределение энергии в спектре за пределами земной атмосферы, а соответствующие значения m наз. внеатмосферными З. в.

В зависимости от вида кривой реакции f_{λ} различают след. системы З. в. Если f_{λ} вырождается в д-функцию, З. в. наз. монохроматическими. В случае когда f_{λ} постоянна по спектру, т. е. не зависит от λ , система З. в. наз. болометрической. Во всех других случаях мы имеем дело с гетерохромными системами З. в. к-рые в астрономии получили наиб. широкое распространение. Ещё в начале 20 в. были созданы обширные каталоги, содержащие сотни тыс. звезд с измерениями гетерохромных величин в системе чувствительности несенсибилизированных фотограф. пластинок (фотографические З. в.), в системе чувствитель-

ности человеческого глаза (визуальные З. в.), а также в разнообразных системах сенсибилизированных фотограф. пластинок (напр., фототриггерные З. в.). Созданы десятки новых гетерохромных и монохроматич. систем З. в., покрывающих широкий спектральный диапазон: от рентгеновского до дальнего ИК. При этом измерения проводят обычно не в одной, а сразу в неск. спектральных носках, покрывающих разные участки спектра, — в т. н. фотометрич. системах (см. Астрометрия), содержащих от двух до десятков носок. Разнообразие систем З. в. связано с тем, что спектральный состав излучения астрономич. объектов меняется в очень широких пределах и для определения физ. природы исследуемого объекта требуется его изучение в разных участках спектра.

Системы З. в. обычно нормируются т. о., чтобы для белых звезд спектрального класса A0V З. в. в разных носках были равны друг другу. Это достигается соответствующим выбором постоянной в ф-ле (1). Разность З. в. m_1 и m_2 одной и той же звезды в двух разных носках 1 и 2, имеющих кривые реакции $f_{1\lambda}$ и $f_{2\lambda}$, наз. колор-индексом CI (показателем цвета):

$$CI = m_1 - m_2 = -2,5 \lg \frac{\int_0^{\infty} E_{\lambda} f_{1\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{\lambda} f_{2\lambda} d\lambda} + C_1 - C_2.$$

Колор-индексы звезд являются индикаторами их тем-ры.

Болометрич. З. в. m_b введены для измерения потока эл.-магн. излучения от астрономич. объектов во всем интервале длин волн. Они выражают внеатмосферный блеск объектов при их измерении с помощью неселективных приёмников излучения и оптики. Таких приёмников и оптики в действительности нет, поэтому величины m_b — вычисляемые, а не наблюдаемые. Учитывая постоянство f_{λ} в ф-ле (1), получим:

$$m_b = -2,5 \lg \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda + C_b. \quad (2)$$

Постоянная C_b выбирается на условия равенства m_b и визуальных З. в. V для непокрашенных звезд (см. Межзвездное поглощение) спектрального класса F5V:

$$(m_b - V) |_{F5V} = 0, \quad (3)$$

где $V = -2,5 \lg \int_0^{\infty} E_{\lambda} V_{\lambda} d\lambda + C_V$, V_{λ} — кривая реакции

системы V , C_V — известная постоянная, задающая нуль-пункт визуальных величин V . Нек-рые авторы принимают другое условие для определения C_b , а именно: $(m_b - V) |_{G_{5V}} = 0$. Эти шкалы отличаются незначительно (на $\approx 0,07^m$).

Болометрической поправкой BC наз. разность между болометрич. в визуальной З. в.:

$$BC = m_b - V.$$

С учётом (2) и (3):

$$BC = -2,5 \lg \frac{\int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{\lambda} V_{\lambda} d\lambda} \cdot \frac{\int_0^{\infty} E_{\lambda}^{F5V} V_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{\lambda}^{G5V} V_{\lambda} d\lambda}. \quad (4)$$

Болометрич. поправки для звезд F5V, по определению, равны нулю, для др. звезд и объектов значения BC отрицательны. Напр., для наиб. голубых звезд (O5V)

и наиб. красных звезд (MSV) $BC \approx -4,0^m$. Т. о., при одинаковом блеске в полноте V звезды MSV будет в сорок раз больше, чем от F5V. Болومترч. з. в. и поправки определяются полуэмпирически. В доступных для наблюдения спектральных диапазонах в ф-лы (2) и (4) подставляются измеренные значения E_A . Для этой цели привлекаются также результаты внеатмосферных измерений в УФ-области спектра. Для недостающих измерений спектральных областей значения E_A интерполируются и экстраполируются. Болومترч. поправки позволяют определить болومترч. светимости тех звезд, для к-рых известны абс. з. в.

Видимый блеск звезды зависит как от ее светимости, так и от расстояния до нее и величины межзвездного поглощения. Поэтому видимая з. в., определяемая ф-лой (1), ничего не говорит об общей энергии, излучаемой звездой. Для характеристики истинной светимости звезды введено понятие $а б с о з$ и т о й з. в., к-рая определяется как з. в., к-рую имела бы звезда, если ее наблюдать со стандартного расстояния в 10 кп. Как и видимые, абс. з. в. могут быть монохроматическими, болومترчскими, визуальными и др. Связь между соответствующими видимыми m и абс. M з. в. выражается ф-лой:

$$m = M + 5 \lg r - 5 + A.$$

где r — расстояние до звезды, кп; A — величина межзвездного поглощения (межзвездной экстинкции).

ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ — гравитационно связанные группировки звезд одинакового возраста и совместного происхождения. Газликая шаровые скопления (ШС) и рассеянные скопления (РС). В Галактике ШС отличаются от РС не столько внеш. видом (бедные звездами ШС очень похожи но виду на рассеянные), сколько большим возрастом и характерным для старых звездных систем хим. составом.

Шаровые скопления. Типичное ШС имеет характерный шарообразный вид; в ряде случаев оно может быть неск. сплюснутым. В ШС выделяют компактное ядро, концентрация звезд в к-ром достигает 10^4 — 10^5 кп $^{-3}$, промежуточную зону с резким падением концентрации и разреженную, но обнимающую и массивную корону. Звезды ШС движутся в регулярном гравитацион. поле, создаваемом всей массой скопления, изредка испытывая тесные сближения с соседними звездами и при этом резко меняя скорость. Звезды ядра пополняют корону и затем из-за возмущений со стороны Галактики покидают скопление; его масса непрерывно уменьшается. В Галактике известно 142 ШС. Они встречаются во всем объеме Галактики и сильно концентрируются к ее ядру. Полное число ШС (многие из к-рых из-за поглощения света пылевой материей в диске Галактики не видны), согласно оценкам, ~ 300 — 500 . Из-за большой удаленности от Солнца (до ближайшего ШС не менее 2 кп) ШС являются сложными для изучения объектами. Пространств. скорости подавляющего большинства ШС неизвестны. Для них определены лишь лучевые скорости порядка 100 — 200 км/с (хаотич. скорости звезд в самих ШС ~ 1 — 10 км/с). ШС движутся по сильно вытянутым орбитам, многие из них приближаются к центру Галактики на расстояние порядка 2—3 кп. Как по пространств. распределению, так и по кинематич. характеристикам ШС — типичные представители галактик. гало (см. Галактика). ШС являются одними из старейших объектов Галактики. Их возраст, вероятно, заключен в пределах от 5 до 15 млрд. лет.

Массы ШС различаются примерно в 100 раз — от $10^4 M_{\odot}$ до $2 \cdot 10^6 M_{\odot}$, а интегральные (полные) светимости — от $2 \cdot 10^4 L_{\odot}$ до $2 \cdot 10^8 L_{\odot}$ (M_{\odot} и L_{\odot} — соответственно масса и светимость Солнца). Наряду с гигантскими молекулярными облаками ШС — самые массивные образования в Галактике. Их диаметры 20—

150 пк, причём скопления в центральных областях Галактики, как правило, более компакты.

Ярчайшие звезды ШС находятся на поздних эволюц. стадиях (после ухода с гл. последовательности на Герцишпрунга—Ресселла диаграмме, когда в звездных ядрах уже закончились термоядерные реакции с участием водорода). Их массы около 0,8 M_{\odot} . Однако светимости подавляющей части звезд малы, они падают на стадии гл. последовательности, их массы меньше 0,7—0,8 M_{\odot} .

Одна из важнейших особенностей ШС — в среднем низкое содержание тяжёлых хим. элементов (расположенных в таблице Менделеева после гелия) в веществе звезд, или низкая металличность. Металличность наиб. богатых тяжёлыми элементами ШС близка к солнечной; с другой стороны, есть ШС с металличностью в 100 раз меньшей. Концентрация тяжёлых элементов отражает процесс формирования ШС: самые старые из них образовались из среды, имевшей практически первичный хим. состав (водород, гелий), тогда как ко времени образования более молодых ШС газопылевая материя была уже обогащена тяжёлыми элементами — продуктами быстрой эволюции массивных звезд.

В ШС известно около 3000 переменных звезд разных типов. В ядрах 17 наиб. плотных ШС обнаружены реянт. источники (вспыхивающие, переменные). Их связывают с тесными двойными системами с нейтронной звездой или чёрной дырой в качестве одного из компонентов, окружающей аккреционным диском.

По-видимому, ШС являются типичным населением и многих др. галактик, в том числе Магеллановых Облаков, карликовых эллиптич. галактик, спиральной галактики в Андромеде (M 31). В нек-рых гигантских эллиптич. галактиках их число достигает неск. тысяч.

Рассеянные скопления являются сравнительно молодыми объектами с возрастом обычно от 10^6 до 10^8 лет. По массе и размерам они значительно уступают ШС. Как правило, в РС насчитывается от неск. сотен до неск. тыс. звезд (общая масса порядка 100 — $3000 M_{\odot}$, диам. 1— 10 пк). Большинство звезд в РС находится на эволюц. стадиях гл. последовательности. В отличие от ШС среди них есть массивные горячие звезды со светимостями до $10^4 L_{\odot}$ и более. В ряде РС есть красные гиганты (массивные звезды, находящиеся на той же стадии эволюции, что и ярчайшие звезды в ШС) и сверхгиганты. Из переменных звезд встречаются долгопериодич. цефеиды с периодами от 1 до 14 сут, используемые в качестве индикатора расстояний, красные переменные гиганты и сверхгиганты, большое кол-во вспыхивающих звезд типа UV Кита и др. Звезды РС — это звезды второго поколения в Галактике, они, как и Солнце, сравнительно богаты тяжёлыми хим. элементами. Диапазон металличностей РС значительно уже, чем шаровых, являющихся объектами первого поколения.

В настоящее время известно ок. 1200 РС, а их общее число оценивается в десятки тысяч. РС образуют дисковую водостему толщиной порядка 1 кп. На высоких галактич. широтах они не встречаются. РС участвуют в общем галактич. вращении и движутся по слабо вытянутым орбитам. По своему пространств. распределению и кинематич. характеристикам они представляют собой типичное население диска Галактики или ее пылевой составляющей.

Среди РС есть и относительно старые объекты, т. е. старые рассеянные скопления возрастом более 1 млрд. лет (по оценкам, их примерно 10%). Подгруппа старых РС по многим характеристикам занимает промежуточное положение между РС и ШС. Их массы неск. выше, чем в среднем у РС, нек-рые из них даже по внеш. виду похожи на ШС. От других РС они отличаются и более вытянутыми орбитами, отклоняющимися от плоскости симметрии Галактики более чем на 1 кп. Как и в

За исключением спектров белых карликов, в большинстве звездных спектральных линий преобладает многократное рассеяние света: радца. переходы намного более вероятны, чем ударные. Это приводит к тому, что при количественном анализе спектров прибегают в общем случае к весьма громоздким расчётам переноса излучения в спектральных линиях с нераспределением энергии по частоте.

Простейшим массовым методом определения параметров Z , а. по спектральным линиям является метод *кривых роста*, позволяющий без знания профилей линий, но одним эквивалентным ширинам находить все осн. характеристики Z , а., включая хим. состав. Для звезд с детально изученными спектрами используют метод синтетич. спектра — метод сравнения с наблюдаемыми теоретически рассчитанными спектрами с учётом наиб. важных (обычно многих тысяч) спектральных линий. Это позволяет уточнить все осн. параметры Z , а. Более тонкие характеристики, такие, как вращение звезды, вертикальные движения, наличие пятен и т. д., определяют исследуя профили спектральных линий и их переменность.

Осн. часть атмосфер большинства звезд находится в состоянии, близком к гидростатич. равновесию. Исключение составляют гл. обр. ниж. части фотосфер звезд с $T_s < 8000$ К, где важна роль конвекция, верх. части Z , а., где формируется звездный ветер, а также Z , а. пульсирующих звезд, зрелых переменных звезд и те участки Z , а., где происходит хромосферные вспышки и некоторые другие активные процессы.

Магн. поля и дифференциальное вращение звезд приводит к сложной неоднородной и динамичной структуре Z , а. и многообразным проявлениям звездной активности (см. ниже). Магн. поля, вероятно, являются осн. источником энергии в верх. частях Z , а. многих типов. Они же, по-видимому, ответственны за исключительное своеобразие хим. состава атмосфер магнитных звезд и крайне необычные физ. условия в атмосферах и магнитосферах нейтронных звезд.

2. Нижняя атмосфера

В фотосфере практически всегда абсолютно доминирует радиац. перенос энергии. Его эффективность определяется коэф. непрозрачности (суммой коэф. поглощения и рассеяния) атмосферы, зависящим для фотонов каждой частоты от хим. состава, темп-ры и плотности газа. Последние зависят от T_s и ускорения силы тяжести g в Z , а. Величины T_s и g вместе с составом Z , а. являются гл. параметрами, определяющими свойства фотосфер. Это обстоятельство находит отражение в возможности использовать двумерную классификацию звезд по спектральным классам, связанным с эффективными температурами звезд, и светимости классам (разные g), а также деление звезд на звездные населения, различающиеся относительным содержанием (по отношению к водороду и гелию) «тяжелых» элементов (углерода и др.; см. *Галактика*).

В фотосферах звезд устанавливается распределение темп-ры, падающее наружу, и распределение плотности, определяемое *барометрической формулой*. Характерная толщина фотосферы ΔR определяется длиной свободного пробега фотонов в слое с оптич. глубиной (толщиной) $\tau=1$. Она близка к величине шкалы высот в фотосфере, тем самым пропорциональна темп-ре T и обратно пропорциональна гравитац. ускорению g , т. е. при заданной массе пропорциональна радиусу звезды R . Для большинства звезд $\Delta R/R \ll 1$, напр.: $\Delta R/R \sim 10^{-3}$ для горячих звезд гл. последовательности; $\sim 10^{-3}-10^{-4}$ для красных карликов, красных гигантов и сверхгигантов; $\sim 10^{-5}$ для белых карликов и ещё меньше для нейтронных звезд. Исключением являются *Вольфа — Райе звезды*, звезды типа P Cyg и др. звезды с осн. сильным истечением вещества, для к-рых $\Delta R \sim R$.

На непрерывный спектр звезды в области его максимума накладываются скачки (резкие изменения интенсивности с частотой; рис. 1), возникающие на границах спектральных серий наиб. обильных атомов. Основными являются *балмеровский скачок* (ок. 3650 Å) и *лаймановский скачок* (ок. 912 Å). Поскольку в фотосфере градиент темп-ры направлен внутрь звезды, наблюдаемое излучение оказывается слабее в тех областях, где ниже прозрачность фотосферы (в областях спектра, где Z , а. наиболее прозрачна, видно излучение, испускаемое более глубокими и горячими слоями). Этим определяется характер скачков, а также тот факт, что спектральные линии обычно видны в поглощении. Градиент темп-ры в Z , а. приводит также к извлению потемнения к краю диска звезды, изучаемому по покрытию диска одной звездой другой звездой в затменных двойных системах.

В разных спектральных диапазонах уровень формирования непрерывного спектра ($\tau \approx 1$) находится на разных геом. глубинах. Для коротковолновой области спектра (где относительно велико поглощение на ионах металлов и для длинноволновой (где велико тормозное поглощение) уровень формирования непрерывного спектра может лежать в хромосфере (рис. 2), в к-рой градиент темп-ры направлен наружу, что приводит к увеличению яркости к краю диска и возникновению эмиссионных линий. Для звезд с наиб. развитыми хромосферами (напр., звезд типа T Tau) это имеет место и в видимом диапазоне — близки максимумы спектра излучения. Эмиссионные линии возникают также в звездах с протяженными околозвездными оболочками, эффективно рассеивающими в спектральных линиях излучение фотосферы.

В тесных двойных звездах существует эффект облечения атмосферы одного компонента излучением дру-

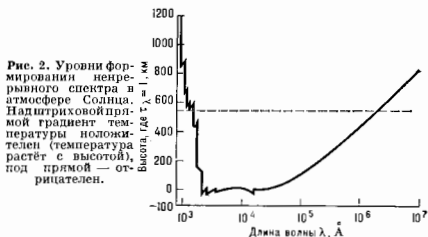


Рис. 2. Уровни формирования непрерывного спектра в атмосфере Солнца. Надпунктирной прямой градиент темп-ры в фотосфере (температура растёт с высотой) под прямой — отрицателен.

того (т. н. эффект облечения). В случаях маломассивных двойных рентг. источников (см. *Рентгеновская астрономия*, *Рентгеновские пульсары*) облечение рентг. компонентом оптич. компонента может привести к различию темп-ры точек фотосферы последнего в неск. раз. В результате в процессе орбитального вращения наблюдается сильная переменность спектрального класса [в случае HZ Her от F ($T_s \approx 8000$ К) до В ($T_s \approx 20\,000$ К)]. Кроме того, в тесных двойных звездах нередки потоки масс с одного компонента на другой и др. эффекты, резко усложняющие гидродинамику Z , а. и их спектральные проявления. Важную информацию о таких звездах, а также о звездах с сильными магн. полями несёт поляризация излучения.

3. Верхняя атмосфера

Как следует из наблюдений, у Солнца и большинства звезд темп-ра, убывающая наружу в фотосфере, проходит через минимум в т. н. обрамещающем слое и далее возрастает, достигая значений 10^6-10^7 К. Это означает, что радиац. нагрев не является доминирующим источником энергии в верх. слоях Z , а. Там, по-видимому, преобладает диссипация энергии магн.

виде акустических и магнитогидродинамических волн. Диссипация энергии волн во внеш. разреженных слоях звезды приводит к их разогреву и образованию короны, в k -рой температура достигает 10^8 — 10^7 К. Расширение короны вызывает Z . в. со скоростью порядка сотен км/с и потоком массы \dot{M} от 10^{-14} M_{\odot} /год у звезд типа Солнца до $\sim 10^{-8}$ M_{\odot} /год у звезд типа Т Тельца. Важнейшую роль в формировании короны и ветра у этих звезд, по-видимому, играют явления, связанные с магн. полем (МГД-волны, нагрев при аннигиляции магн. поля).

У горячих О-, В- и Вольфа—Райе звезд ускорение вещества происходит из-за мощного давления света, в осн. в сильных спектральных линиях элементов тяжелее гелия. Скорости здесь порядка неск. тысяч км/с, а потоки массы 10^{-7} — 10^{-5} M_{\odot} /год.

Реалистич. описание пetchения вещества в Z . в. должно учитывать процессы излучения, теплопроводности, действие силы лучистого давления и случаях большой и малой оптической толщины, нагрев за счёт диссипации волн и омич. диссипации магн. поля (см. *Магнитная гидродинамика*). При наличии достаточно сильного магн. поля может оказаться важным его воздействие на динамику Z . в. Все эти факторы существенно изменяют параметры истекающего газа, до сохраняют качеств. картину (рис. 2), осн. свойством k -рой является переход через скорость звука. Внеатмосферные (рентгеновские и УФ) наблюдения звезд привели к существ. пересмотру роли тепловых процессов в атмосферах звезд с конвективными оболочками, в k -рых наблюдаемая доля теплевого потока энергии достигает $\sim 10\%$ от полного потока. Значит, часть этой энергии уходит Z . в. Теория пetchевого нагрева корон и формирования Z . в. в условиях развитой конвекции при наличии магн. поля только начинает разрабатываться.

Взаимодействие мощного ветра горячих звезд с межзвездной средой приводит к образованию сферич. оболочек вокруг них, состоящей из вещества Z . в. и нагребного вещества межзвездной среды. Такие оболочки известны вокруг пок-рых звезд типа Вольфа—Райе с кон. 60-х гг. Недавно советскими учёными были обнаружены аналогичные оболочки вокруг О- и В-сверхгигантов. Дальнейшие наблюдения этих оболочек дадут информацию о путях формирования горячих массивных звезд, истечение вещества из k -рых (на стадии их рождения) могло быть гораздо сильнее наблюдаемого в настоящее время.

Лит.: Соболев В. В., Движущиеся оболочки звезд, Л., 1947; П а р к е р Е., Динамические процессы в межзвездной среде, пер. с англ., М., 1965; Mass-loss and evolution of O-type stars, Dordrecht—[а. о.], 1979. Г. С. Бисноватый—Ногин.

ЗВЕЗДНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР — см. *Интерферометр звездный*.

ЗВЕЗДОБРАЗОВАНИЕ — процесс превращения облаков разреженного газа в плотные самосветящиеся газовые шары — *звезды*. Z . заключается в постепенном сжатии под действием собственной гравитат. силы определ. объёма межзвездного газа до значений темп-ры и плотности, достаточных для возникновения *термоядерных реакций* в центре образованного сгустка и превращения дальнейшего сжатия. Образовавшаяся звезда достигает гл. последовательности (см. *Герциарунга* — *Рессела диаграмма*) и начинает термоядерный этап своей эволюции (см. *Эволюция звезд*). Процесс Z . можно разделить на неск. стадий.

1. **Фрагментация газового облака**. Первоначально однородное достаточно протяжённое облако межзвездного газа распадается на фрагменты вследствие *гравитационной неустойчивости*. Масса фрагментов M_f определяется критерием неустойчивости Джинса:

$$M_f \sim v_{\text{зв}}^3 \left(\frac{\pi}{G}\right)^{3/2} \rho^{-1/2},$$

где $v_{\text{зв}}$ — изотермич. скорость звука в газе, G — *гравитационная постоянная*, ρ — плотность газа. В типичных молекулярных облаках межзвездного газа с концентрацией молекул водорода $\sim 10^5$ см $^{-3}$ и темп-рой ≈ 10 К ($v_{\text{зв}} \approx 0,3$ км/с) масса Джинса M_f в неск. раз превышает массу Солнца $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г. Фрагменты облаков с $M > M_f$ будут сжиматься, образуя протозвезды. Гравитат. неустойчивость может быть стимулирована внеш. давлением, вызванным ударными волнами от велич. *сверхновых звезд*, давлением ионизат. фронтов, волнами плотности в *спиральных галактиках*, столкновением облаков и др. причинами.

2. **Гравитационный коллапс**. В сферически-симметричном однородном газовом облаке должен возникнуть сл. б. гомологий, *гравитационный коллапс*, когда все слои облака сжимаются к его центру одновременно. Однако за счёт градиента давления внеш. слои будут отставать от внутренних, k -рые по пetchению определ. времени образуют плотное внутр. ядро с массой ок. $0,01 M_{\odot}$. Внеш. слои, образующие протяжённую оболочку, будут продолжать падать на ядро, увеличивая его массу. Эту стадию называют также стадией *аккреции* вещества ядром.

3. **Превращение в звезду**. Ядро, падающее в гиростатич. равновесии, медленно сжимается и разогревается до тех пор, пока не начнутся термоядерные реакции. Выделяющаяся в термоядерных реакциях энергия нагревает вещество ядра, давление увеличивается и сжатие ядра прекращается. Образованная звезда начинает спокойную эволюцию на стадии гл. последовательности. При достаточно большой нач. массе фрагмента превращение в звезду может произойти и до окончания стадии аккреции. В этом случае ядро наберёт достаточную до начала термоядерных реакций массу, хотя ещё значит. часть вещества находится в оболочке. Возросшее излучение звезды (*давление света*) остановит дальнейшую аккрецию, и вокруг звезды останется плотная оболочка — *кокон*. При малой массе фрагмента (составляющей неск. M_{\odot} , но достаточной для его гравитат. коллапса) аккреция прекратится лишь тогда, когда будет полностью исчерпано вещество оболочки. Затем ядро будет постепенно сжиматься, образуя объект типа звезды Т Тельца (см. *Звезды*).

Вращение газового облака и магн. поле, присутствующее в межзвездном газе, могут препятствовать гравитат. коллапсу (скашивается действие центробежных сил и давление магн. поля). Эти факторы существенны при образовании звезд малой массы. При сжатии ядра протозвезды увеличивается его скорость вращения, в конце концов наступит момент, когда сжатие на экваторе остановится. Но при наличии магн. поля, вращающегося из ядра в оболочку, угловой момент ядра через посредство магн. поля может передаваться оболочке, благодаря чему сжатие ядра не прекращается. При этом оболочка из-за вращения принимает форму диска. При достаточно быстром вращении газового облака ядро не образуется, а всё вещество собирается в диске. Диск может распасться на две части и большее число частей, из k -рых впоследствии образуются двойные или кратные звезды.

Астр. наблюдения подтверждают изложенную теоретич. картину Z . след. фактами: обнаружены плотные молекулярные облака в межзвездной среде с темп-рой и плотностью, соответствующими критерию Джинса, и источники ИК-излучения в молекулярных облаках, k -рые могут быть протозвёздами; вокруг молодых массивных звезд найдены компактные зоны пониженного газа, возможно — остатки звёздных коконов; выявлены звезды типа Т Тельца и доказано, что они ещё не достигли стадии гл. последовательности; обнаружены плотные молекулярные диски и биполярное истечение вещества, связанные со звёздами типа Т Тельца.

3. в галактиках имело макс. скорость в начале их существования. В сфероидальных и эллиптических галактиках процесс 3. в связи с исчерпанием газа практически прекратился, в то время как в спиральных и неспиральных галактиках, содержащих значит. кол-во межзвёздного газа, 3. продолжается и сейчас. По оценкам, в Галактике ежегодно образуется неск. звёзд с массой $M \sim M_{\odot}$. Повышенная (на порядок и больше) интенсивность 3. наблюдается во внутр. областях некр-рых галактик. Это явление наз. в с п ы ш к о й 3.

Межзвёздный газ, израсходованный на образование звёзд, частично возвращается в межзвёздную среду на заключит. стадиях звёздной эволюции. Обогащённые тяжёлыми элементами, синтезированными в недрах звёзд (см. *Нуклеосинтез*), этот газ может снова включиться в процесс 3. Различают звёзды разных поколений в зависимости от того, сколько раз вошедший в их состав межзвёздный газ участвовал в циклах 3.; напр., первые звёзды сферич. составляющей Галактики образовались из первичного газа, содержащего только водород (75% по массе) и гелий (25%), в то время как звёзды последующих поколений образовались из газа, содержащего весь набор тяжёлых элементов (см. *Распространённость элементов*). Считается, что Солнце — звезда третьего поколения, образовавшаяся ок. 5 млрд. лет назад. Самые старые звёзды Галактики имеют возраст 12—17 млрд. лет.

Лит.: Шнуровский Н. С., Звёзды: их рождение, жизнь и смерть, 2 изд., М., 1984; Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986; Канлан С. А., Пикелльнер С. Б., Физика межзвёздной среды, М., 1979; Марочни Л. С., Сучков А. А., Галактика, М., 1984.

ЗВЕЗДЫ — гигантские светящиеся плазменные (газовые) шары, равновесие к-рых обеспечивается балансом между силой гравитации и давлением горячего вещества (газа) и излучения. С Земли даже в самые сильные телескопы все 3. (за исключением Солнца)



Схематизированная диаграмма Герцшпрунга — Рассела (L — светимость звезды, T — эффективная температура).

видны как светящиеся точки на фоне чёрного ночного неба. Потеря энергии 3. на излучение компенсируется выделением в недрах 3. ядерной энергии, гравитат. сжатием 3., оставшимся её веществом. Оси. часть излучающего наблюдаемого вещества во Вселенной заключена в 3. Остальное известное вещество, существующее иррем. в форме газа, активно взаимодействует со 3., служит строительным материалом для новых поколений 3. и способствует перемещению продуктов их эволюции — хим. элементов тяжелее гелия.

Осн. источник информации о 3. — их наблюдения во всех доступных диапазонах длин волн эл.-магн. излучения ($10^{-3} \text{ \AA} \leq \lambda \leq 10 \text{ м}$), в т. ч. с космич. апа-

ратов, позволивших устранить влияние земной атмосферы на результаты измерений.

Большинство 3. сосредоточены в галактиках — гравитационно связанных комплексах 3. размером 10^{22} — 10^{23} см, содержащих 10^9 — 10^{12} звёзд в каждой. Примерно 10^{-3} от числа 3. нашей Галактики включены в гравитационно связанные *звёздные скопления* — рассеянные и шаровые. Практически все 3. входят в состав двойных звёзд или звёздных систем более высокой кратности. В наиб. тесных двойных звёздных системах приливные силы могут придавать 3. сферич. форму (эллипсоидальную, грушевидную и др.). Диапазон характерных масс 3. составляет $0,1$ — $100 M_{\odot}$ (масса Солнца $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г). В 3. с массой $M < 0,1 M_{\odot}$ невозможно термоядерное горение водорода, а 3. с $M > \sim 100 M_{\odot}$ неустойчивы. Светимость 3. изменяется в широком диапазоне: (10^{-2} — 10^8) L_{\odot} (светимость Солнца $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с). Радиусы звёзд — (10^{-2} — 10^3) R_{\odot} (радиус Солнца $R_{\odot} \approx 6,96 \cdot 10^{10}$ см). Хим. состав вещества оболочек большинства 3.: 75% водорода, 23% гелия и ок. 2% более тяжёлых элементов (состав определяют спектроскопически). Хим. состав ядер 3. может значит. отличаться от состава поверхностных слоёв, доступных наблюдениям (за счёт увеличения в недрах 3. содержания He и более тяжёлых элементов, синтезируемых в ходе термоядерных реакций). Ок. 1% всех 3. обнаруживают значит. аномалии состава.

Трудн. методом изучения 3. остаётся анализ их колебания на *Герцшпрунга — Рассела диаграмме* (рис.) (на основании данных об *эффективной температуре* T_e излучения 3. и об *полной светимости* L). Светимость L и темп-ра T_e позволяют найти радиус излучающей поверхности — *фотосферы* 3. с помощью ф-лы $4\pi R^2 \sigma T_e^4 = L$, где $\sigma \approx 5,75 \cdot 10^{-8}$ г-с- 2 - $^{\circ}K^{-4}$ (см. *Стефана — Больцмана закон излучения*). Темп-ра T_e 3. может быть оценена неск. способами, напр. сравнением распределения энергии в спектре излучения 3. с *Планка законом излучения* или по отнесит. интенсивностям спектральных линий разл. элементов, чувствительных к темп-ре. Светимости 3. оцениваются по интегральному (на всех длинах волн) потоку излучения при известном расстоянии до них. Лучшим методом определения расстояния до звёзд остаётся измерение их параллакса (см. *Расстояний шкала*).

На диаграмме Герцшпрунга — Рассела 3. образуют неск. довольно чётких последовательностей, объяснение причин существования к-рых составляет одну из осн. задач совр. теории *эволюции звёзд*. Большинство 3. ($\sim 90\%$) на диаграмме находится в пределах сравнительно узкой полосы ($6 \lg L \leq 0,4$) — т. н. главной последовательности (ГП), простирающейся от 3. со светимостью $L \sim 10^6 L_{\odot}$, массой $M \sim 10^2 M_{\odot}$ и радиусом $R \approx 30 R_{\odot}$ до 3. с $L \sim 10^{-3} L_{\odot}$, $M \sim 10^{-3} M_{\odot}$ и $R \sim 0,1 R_{\odot}$.

Надёжно установлено, что в их недрах происходит термоядерный синтез гелия из водорода, сопровождающийся выделением значит. энергии, к-рую 3. затем излучает. Для 3. ГП найдено, что их светимости L , радиусы R и времена жизни $t_{ж}$ являются однозначными ф-циями масс: $L/L_{\odot} \approx (M/M_{\odot})^4$, $R/R_{\odot} \approx (M/M_{\odot})^{0,7}$ и для 3. с массами $M \sim 1$ — $10 M_{\odot}$ время $t_{ж} \approx 10^{10} (M_{\odot}/M)^2$ лет. Солнце также относится к 3. ГП (3. солнечного типа наз. иногда жёлтыми карликами). Со стороны низких светимостей к 3. ГП примыкают т. н. *коричневые (тёмные) карлики* с $M < 0,1 M_{\odot}$. Темп-ра в их недрах недостаточна для осуществления термоядерных реакций. Излучают такие 3. за счёт постепенного охлаждения их вещества. Обнаружение таких 3. крайне осложнено низкой светимостью, поэтому не исключено, что часть невидимого гравитирующего вещества нашей Галактики и Вселенной в целом заключена в таких карликах, образовавшихся, вероятно,

в осн. на ранних стадиях эволюции Вселенной (см. *Скрытая масса*).

Со стороны холодных З. к ГП примыкают З.-гиганты. Их радиусы меняются в пределах $(1-100)R_{\odot}$, а светимости $(1-1000)L_{\odot}$. Большинство З. этого типа имеют массу $M \approx 1M_{\odot}$. Ядра З.-гигантов состоят из гелия; водород горит в тонком слое (слоевом источнике энергии), окружающем вырожденное гелиевое ядро.

Между ветвью гигантов и ГП находится горизонтальная ветвь, включающая З. с $L \approx 50L_{\odot}$ и $R \approx (0,3-10)R_{\odot}$. В ядрах этих З. горят гелий, времена их жизни $\sim 10^8$ лет.

Со стороны высоких светимостей к ветви гигантов примыкают красные З. т. н. асимптотич. ветви с $L \sim (10^2-10^4)L_{\odot}$ и $R \sim (10^2-10^3)R_{\odot}$. Исследование спектров З. асимптотич. ветви обнаружило значит. аномалии хим. состава их оболочек; новоявленное обилие углерода и элементов α -продуктов s-процесса (см. *Ядерная астрофизика*), образованных в недрах этих З. и вынесенных яружу конвекцией. Эти З. имеют вырожденное углеродно-кислородное ядро в окружающий ядро двойной слоевой источник энергии, в к-ром происходит последовательное превращение водорода в гелий и гелия в углерод и кислород. Время жизни З. асимптотич. ветви $\sim 10^8$ лет, а массы $(1-8)M_{\odot}$.

Самыми яркими красными З. являются красные сверхгиганты с $L \sim (10^4-10^5)L_{\odot}$ и $R \sim (10^2-10^3)R_{\odot}$. В ядрах большинства этих З. горит гелий. Время их жизни неск. сотен тысяч лет. Их эволюция заканчивается взрывом *сверхновых звезд* второго типа.

К горячим З. ГП справа примыкают голубые сверхгиганты с $L \sim (10^4-10^5)L_{\odot}$, $R \approx (30-200)R_{\odot}$ и $M \sim (10-100)M_{\odot}$. В их ядрах горят гелий и водород. Важным эволюц. фактором для наиб. ярких из них является истечение вещества из оболочек. Время жизни массивных З. на этой стадии $\sim 10^6-10^8$ лет. Слева от ГП к ярчайшим З. примыкают *Вольфа - Райе звезды*, отличающиеся очень интенсивным истечением вещества (скорость потери массы до $10^{-4} M_{\odot}$ в год). Водород в атмосферах этих З. практически отсутствует, что позволяет их рассматривать как позднюю стадию эволюции массивных З., уже потерявших водородную оболочку. Масса З. Вольфа - Райе $(7-30)M_{\odot}$, время жизни $\sim 10^6$ лет.

Левее ГП в сравнительно узкой полосе помещаются остывающие вырожденные карлики с $M \sim 1M_{\odot}$ и $R \sim 10^{-2}R_{\odot}$ (ядра *планетарных туманностей, белые карлики* и др.). Темп-ра ядер планетарных туманностей $T_n \approx (5-10) \cdot 10^4$ К. Поэтому они являются источниками фотонов жесткого УФ-излучения, к-рые перерабатываются самой туманностью в фотоны с меньшей энергией, что делает туманности яркими в оптич. диапазоне и легко идентифицируемыми. Большинство вырожденных карликов состоит из углерода и кислорода с незначит. примесью более тяжелых элементов. В оболочках большинства вырожденных карликов найдены водород.

К самым горячим З. относятся *нейтронные звезды* с $M \approx 1,5M_{\odot}$ и $R \approx 10$ км. Сила гравитации в них уравновешена давлением нейтронного газа. Одиночные нейтронные З. с возрастом $t_{\text{жизн}} \leq 10^7$ лет проявляют себя обычно как радионуклиды (см. *Пульсары*), а нейтронные З. в двойных звездных системах — как рентг. источники.

Излучение надавляющего большинства З. за всё время их наблюдения (за время существования астрономии как науки) практически неизменно. Наряду с ними существуют отд. группы З., излучение к-рых переменное (см. *Переменные звезды*). Наб. известны переменные (пульсирующие) З. из т. н. полосы неустойчивости на диаграмме Герцшпрунга — Рассела

(долгопериодич. *цефеиды* и др.). Причина нульсаций З. цефеидного типа — периодич. задержка излучения в зоне второй ионизации гелия в звездных оболочках (см. *Пульсирующие звезды*). Период пульсаций цефеид $(1-100$ сут, иредка больше) однозначно связан с их светимостью, что даёт возможность использовать эти З. в качестве надежных индикаторов расстояний. В месте пересечения полосы неустойчивости с горизонтальной ветвью располагаются пульсирующие З. типа RR Лирь (с периодом ок. 12 ч, 6Цита (с периодом в неск. часов), на пересечении с последовательностью вырожденных карликов — З. типа ZZ Кита (с периодом ок. минуты). Существуют ещё неск. классов периодич. и квазипериодич. переменных З. Переменность нек-рых З. сводится к непериодическим повторениям вспышек (см. *Вспыхивающие звезды*). С увеличением амплитуды переменности блеска число переменных З. быстро увеличивается.

К числу переменных З. могут быть отнесены новые звезды и сверхновые звезды. Новые З. за неск. дней увеличивают свою светимость от $1L_{\odot}$ до $\sim 10^4L_{\odot}$ и остаются яркими в течение неск. недель, после чего их блеск постепенно убывает, возвращаясь к исходному. Взрыв новой З. сопровождается сбросом газовой оболочки массой $\sim (10^{-4}-10^{-9})M_{\odot}$. Выделяемая при взрыве энергия составляет $\sim 10^{42}-10^{49}$ эрг. Число вспышек новых в Галактике ≈ 50 в год, по из-за поглощения излучения межзвездной пылью только несколько из них удаётся обнаружить с Земли. Повторные новые вспыхивают с интервалом $\sim 10^2-10^4$ лет. Светимость сверхновых З. в максимуме блеска достигает светимости средней галактики ($\sim 10^9L_{\odot}$). Продолжительность максимума блеска составляет неск. месяцев, энергия взрыва $\sim 10^{50}-10^{61}$ эрг. В ходе вспышки сверхновой состояние З. кардинально изменяется: она либо полностью разрушается, либо её ядро превращается в нейтронную З., а оболочка сбрасывается.

Лит.: Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986.

А. В. Тугубов.

ЗВУК — распространяющееся в виде волн колебание частиц упругой среды: газообразной, жидкой или твердой (то же, что *упругие волны*). Термин «З.» употребляется также для обозначения ощущения, вызываемого действием звуковых волн на спец. орган чувств (орган слуха) человека и животных; человек слышит З. частотой от 16 Гц до 16 000—20 000 Гц. Физ. понятие о З. охватывает упругие волны как слышимого, так и неслышимого диапазона. З. с частотой ниже слышимого диапазона наз. *инфразвук*, выше — *ультразвук*; самое высокочастотное упругие волны в диапазоне 10^2-10^{13} Гц относятся к *гиперзвуку*. Область инфразвуковых частот снизу практически не ограничена — в природе встречается инфразвуковые колебания с частотой в сотые и тысячные доли Гц. Частотный диапазон гиперзвуковых волн имеет сверху принципиальное ограничение, обусловленное атомным и молекулярным строением сред: в газах длина упругой волны должна быть больше длины свободного пробега молекул, а в жидкостях и твердых телах — больше удвоенного межмолекулярного или межатомного расстояния. На этом основании за верх. частотную границу гиперзвука в газах принята частота 10^9 Гц, в твердых телах — $10^{12}-10^{13}$ Гц. Гиперзвуковые волны в кристаллах рассматривают иногда с позиций корпускулярной теории, сопоставляя им квазичастицы — *фононы*.

Важной характеристикой З. является его спектр (см. *Спектр звука*), получаемый в результате частотного анализа, т. е. разложения З. на простые гармонич. колебания и волны (к-рые наз. иногда тональными сигналами). Силовой спектр с равномерным, воспроизводимым распределением акустич. энергии в более или менее широкой частотной области характерен для

акустич. шумов. Часто на сплошной спектр шума накладываются отдельные дискретные составляющие. Линеичатый спектр в виде совокупности отдельных гармоник, составляющих с кратными частотами присутствующим музыкальным 3.: осн. частота определяет при этом воспринимаемую по слух высоту звука, а набор гармоник, составляющих — тембр звука. В спектре 3. речи имеются форманты — устойчивые группы частотных составляющих, соответствующие определ. фотонич. элементам.

Энергич. характеристикой звуковых волн является интенсивность звука. Она определяется амплитудой звукового давления или колебательной скорости частиц, волновым сопротивлением среды, а также формой волны. Субъективная характеристика, отвечающая интенсивности, — громкость звука зависит от частоты. Наибольшей чувствительностью человеческое ухо обладает в области частот 1—5 кГц. В этой области порог слышимости (см. Дороги слуха) составляет по интенсивности 10^{-12} Вт/м², а по звуковому давлению — 10^{-5} Па. Верх. граница воспринимаемой человеческим ухом интенсивности 3. — т. н. б о л е в о й п о р о г — слабо зависит от частоты и составляет прибл. 1 Вт/м².

Источниками 3. могут быть любые явления, вызывающие возмущение упругой среды, т. е. местное отклонение давления или механич. напряжения от равновесного значения или локальные смещения частиц от положения равновесия. В создаваемых искусственно звуковых 3. для этой цели используются колебания твёрдых тел (напр., струны и деки музыкальных инструментов), диффузоры громкоговорителей и мембраны телефонов, пьезоэлектрич. пластины) или ограниченных объёмов воздушной или водной среды (органные трубы, свистки); колебания могут возбуждаться ударом (струны рояля, колокола), подерживаться за счёт неог. потока газа (свистки), создаваться путём преобразования колебаний электрич. тока в механич. (электроакустические преобразователи). В природе 3. возбуждается при отражении твёрдых тел потоком воздуха за счёт образования и отрыва вихрей, напр. при обдувании ветром углов зданий, гребней морских волн и т. н. 3. низких и инфразвуковых частот возникает при взрывах, обвалах. Источниками 3. являются применямые в совр. технике механизмы и оборудование, к-рые создают значит. шумовое загрязнение окружающей среды. Особый вид источников 3. — голосовой аппарат человека и животных.

Приёмники звука служат для восприятия звуковой энергии и преобразования её в другие формы. К приёмникам 3. относятся, в частности, слуховой аппарат человека и животных. В технике для приёма 3. применяются гл. обр. электроакустич. преобразователи — микрофоны в воздухе, гидрофоны и водс. гефоны в земной коре. Наряду с подобными приёмниками, воспринимающими временную структуру звукового сигнала, существуют приборы, воспринимающие усреднённые по времени характеристики волны (напр., Релея диск, Радиометр акустический).

Распространение звуковых волн в среде характеризуется их скоростью (см. Скорость звука). В газообразных и жидких средах распространяются только продольные волны, скорость к-рых определяется сжимаемостью среды и её плотностью. В твёрдых телах помимо продольных могут распространяться поперечные волны и поверхностные акустические волны; скорость волн в твёрдых телах определяется комбинацией их констант упругости и плотности; в кристаллах имеет место анизотропия скорости 3., т. е. зависимость её от направления распространения волны относительно кристаллографич. осей. В ряде случаев наблюдается дисперсия звука, обусловленная как физ. процессами в веществе, так и волноводным характером распространения в ограниченных объёмах.

При распространении звуковых волн имеют место обычные для всех типов волн явления интерференции и дифракции. В случае когда размер препятствий и неоднородности в среде велик по сравнению с длиной волны, распространение 3. подчиняется законам отражения и преломления лучей и может рассматриваться с позиций геометрической акустики. По мере распространения волны происходит постепенное затухание звука, т. е. уменьшение его интенсивности и амплитуды с расстоянием, к-рое обуславливается как законами волнового распространения в среде, так и необратимым переходом звуковой энергии в др. форму (гл. обр. в теплоту).

При распространении звуковых волн большой амплитуды происходит постепенное искажение синусоидальной формы гармоник, волны и приближение её к ударной; наблюдается и ряд других нелинейных эффектов в звуковом поле, напр.: доплерит, нелинейное поглощение звука, нелинейное взаимодействие акустич. волн в твёрдых телах (см. Нелинейная акустика), акустич. коагуляция. В мощных звуковых полях возникают явления необратимых изменений в веществе, на к-рых основываются процессы УЗ-технологии.

Лит.: Стретт Дж. В. (Лорд Релей). Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Ис акович М. А., Общая акустика, М., 1973; С к у ч и к Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978. И. П. Гольдман.

ЗВУК в сверхтекучем гелии (⁴He) — гидродинамич. волны, распространяющиеся в сверхтекучем гелии (He II). Согласно Ландау теории сверхтекучести (двухкомпонентной модели He II), гидродинамика сверхтекучей жидкости, в отличие от обычной гидродинамики, характеризуется двумя скоростями движения v_s и v_n , являющимися соответственно скоростями сверхтекучей и нормальной компонент жидкого He II. Появление доплерит. гидродинамич. переменной (v_s) приводит к увеличению числа степеней свободы системы и возможности возникновения новых, по сравнению с классич. гидродинамич. системами, типов 3. (звуковых мод). Типы возможных звуковых волн и скорости их распространения зависят также от геом. параметров гелиевой системы и кол-ва примеси ³He.

В объёме сверхтекучего ⁴He могут распространяться волны двух типов — первый звук (ПЗ) и второй звук (ВЗ). Волны первого типа аналогичны гидродинамич. звуку в обычной жидкости и представляются собой в осн. распространяющиеся колебания плотности ρ и давления p . Снефицир. особенностью He II является существование т. н. ВЗ — тепловых волн: распространяющихся колебаний темп-ры T и энтропии S (в обычных средах температурные колебания затухают на расстояния порядка длины волны). Поскольку коэф. теплового расширения $(\partial\rho/\partial T)_p$ гелия аномально мал, колебания плотности (давления) и темп-ры (энтропии) оказываются практически независимыми. При этом скорость ПЗ u_1 задаётся обычным соотношением: $u_1^2 = (\partial p/\partial \rho)_s$, а скорость ВЗ: $u_2^2 = \rho_s TS^2/C\rho_n$, где ρ_s , ρ_n — соответственно плотности сверхтекучей и нормальной компонент С — теплоёмкость. При низких темп-рах, не слишком близких к темп-ре T_λ исчезновения сверхтекучести гелия, норм. компонента представляет собой газ квазичастиц (элементарных возбуждений системы), а ВЗ — звуковые волны в газе квазичастиц. В чистом ⁴He это звуковые волны в системе ротон и фононов.

При понижении темп-ры времени свободного пробега λ квазичастиц в He II возрастают. При этом гидродинамич. ПЗ переходит в высокочастотный ВЗ — слабовзаходящие волны плотности на частотах $\omega \gg 1/\tau$.

На поверхности сверхтекучего гелия может распространяться поверхностных ВЗ — звуковые колебания в системе поверхностных возбуждений. Для чистого He II это звук в системе риплонов (квази-

сти, соответствующих квантованным капиллярным волнам на поверхности He II).

В тонких сверхтекучих гелиевых плёнках распространяется третий звук (ТЗ) — практически изотермич. поверхностные волны в пленке He II. Распространение ТЗ сопровождается осцилляциями сверхтекучей компоненты параллельно подложке, а нормальная компонента при не очень толстой плёнке тормозится подложкой и в колебаниях не участвует. Существов. особенно тонкого ТЗ является значит. испарение и конденсация гелия при колебаниях, что сглаживает осцилляции темп-ры и приводит к почти изотермич. характеру распространения волны. Скорость изотермич. ТЗ $u_3^2 = (\rho_s/\rho)d(\partial E/\partial d)(1+TS/L)$, где отн. плотность сверхтекучей компоненты ρ_s/ρ усреднена по толщине плёнки d , E — потенциальная сил ван-дер-ваальсовского притяжения гелиевого атома к подложке (см. *Межмолекулярное взаимодействие*), L — теплота испарения.

Четвёртый звук (ЧЗ) распространяется в He II, находясь в узких капиллярах или в микропористой среде, когда длина свободного пробега квазичастиц He II сравнима или заметно превосходит характерный размер в системе. При этом нормальная компонента жидкости неподвижна и для определения скорости ЧЗ в ур-ниях гидродинамики следует положить $v_n=0$. В результате, если пренебречь коэф. теплового расширения, $u_4^2 = (\rho_s/\rho)u_1^2 + (\rho_n/\rho)u_2^2$. Как правило, в этом выражении второй член много меньше первого. При низких темп-рах скорость распространения ЧЗ как в чистом ^4He , так и в слабых растворах ^3He в He II близка к скорости ПЗ.

Пятый звук представляет собой тепловые (температурные) волны в сверхтекучих гелиевых плёнках в условиях, когда процессы испарения (конденсации) в плёнке подавлены. Волны пятого звука являются адиабатическими и распространяются со скоростью $u_5^2 = (\rho_n/\rho)u_2^2$.

При достаточно низких темп-рах примесная система ^3He в растворе ^4He в He II тоже должна перейти в сверхтекучее состояние. В таком растворе с двумя бозе-конденсатами ^3He и ^4He могут распространяться звуковые волны трёх типов: 1) колебания плотности (давления) со скоростью распространения, близкой к скорости ПЗ в чистом He II; 2) колебания в системе примесных квазичастиц ^3He , распространяющиеся со скоростью, близкой, в меру малой концентрации ^3He , к $v_F/\sqrt{3}$, где v_F — фермиевская скорость (см. *Ферми-жидкость*); 3) температурные колебания со скоростью распространения, экспоненциально убывающей с уменьшением концентрации ^3He . Волны второго и третьего типов соответствуют ПЗ и ВЗ в сверхтекучем ферми-газе примесных квазичастиц ^3He .

Лит.: Х а л а т в а н о в И. М., Теория сверхтекучести, М., 1974; П а т т е р м а н С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; A t k i n s K. R., R u d n i c k I., Third sound, in: *Progress in low temperature physics*, v. 6, Amst.—L., 1970; E d w a r d s D. O., S a a m W. F., The free surface of liquid Helium, *там же*, v. 7, Amst., 1978; L e a t i s G. J., R o c h J. A., M a y n a r d J. D., Observation of fifth sound in a planar superfluid ^4He film, *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42; B a s h k i n E. P., М е у е р о в и ч А. Е., ^3He — ^4He quantum solutions, *Adv. Phys.*, 1984, v. 30, № 1, А. Ф. М е й е р о в и ч.

ЗВУКА АНАЛИЗ — разложение сложного звукового сигнала на ряд простых составляющих. Чаще всего применяется частотный и временной З.а. При частотном З.а. звуковой сигнал представляется суммой sinusoidalных составляющих, характеристиками которых являются частота, фаза и амплитуда. Частотный З.а. позволяет получить распределение амплитуд составляющих по частотам (т. н. амплитудно-частотные спектры) и распределение фаз составляющих по частотам (фазочастотные спектры). При временном З.а. сигнал представляется суммой коротких импульсов, характеризующихся временем появления и амплитудой.

Методы временного З.а. лежат в основе принципа действия *гидролокаторов* и *эхолотов*.

При частотном анализе звуковой сигнал $p(t)$ представляется суммой

$$p(t) = \sum_n a_n \cos(2\pi f_n t + \varphi_n),$$

где a_n — амплитуда, f_n — частота, φ_n — нач. фаза. Набор чисел a_n , f_n образует амплитудно-частотный спектр, а φ_n , f_n — фазочастотный. Если звуковой

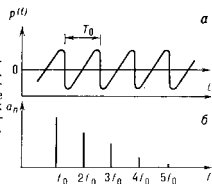


Рис. 1. Периодический звуковой сигнал (а) и его спектр (б). По осям ординат отложены соответственно звуковое давление $p(t)$ и амплитуды спектральных составляющих a_n , по осям абсцисс — время t и частота f .

сигнал $p(t)$ периодичен (рис. 1, а) (большинство музыкальных звуков, гласные звуки речи), то его представляют в виде ряда Фурье (рис. 1, б), в к-ром частоты f_n образуют гармоник. ряд $f_0, 2f_0, 3f_0$ и т. д., f_0 — низшая частота ряда, $T_0=1/f_0$ — период звуковой волны. Если же звуковой сигнал $p(t)$ неупериодичен, напр. однократный выстрел (рис. 2), то его можно рассматривать как периодический с бесконечно большим периодом T_0 . Т. к. при этом частотные интервалы

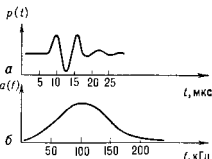


Рис. 2. Непериодический звуковой сигнал (а) и его спектральная плотность (б). По осям ординат отложены соответственно звуковое давление $p(t)$ и спектральная плотность $a(f)$, по осям абсцисс — время t и частота f .

между гармониками $f_0 \approx 1/T_0$ становятся бесконечно малыми, а число гармоник — бесконечно большим, такой сигнал представляют в виде интеграла Фурье:

$$p(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(f) \cos(2\pi f t + \varphi) df,$$

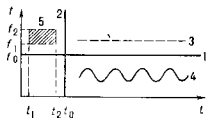
где $a(f)$ — амплитудно-частотный спектр.

В прошлом частотный З.а. проводили с помощью *резонаторов акустических*, напр. резонаторов Гельмгольца. Набор таких резонаторов с разл. резонансными частотами позволяет проводить частотный З.а., наблюдая, какие из резонаторов «откликаются» на звук и с какой громкостью. В настоящее время З.а. выполняют после преобразования звукового сигнала в электрический с помощью микрофона (в воздухе) или гидрофона (в воде). Применяют либо параллельный, либо последовательный З.а. В первом случае электрич. сигнал пропускают через набор волновых фильтров с шириной Δf_n , где n — номер фильтра, и получают частотный спектр. Наиб. употребительны анализаторы с постоянной относит. шириной полосы $\Delta f_n/f_{cp} \approx (f_{cp} n - \text{ср. частота фильтра})/f_{cp}$, равной 1, $1/2$ или $1/3$ октавы. Совокупность напряжений на выходе фильтров представляет частотный спектр сигнала. В случае нестационарных сигналов спектр характеризуется накопленными за нек-рый интервал времени T среднеквадратичными напряжениями на выходе фильтров.

Когда требуется высокая разрешающая способность анализа, применяют последовательный З. а. (метод гетеродинамирования), при к-ром с помощью спец. генератора (гетеродина) и нелинейного элемента получают элктрич. напряжение с разностной ф-ей (или суммарной $f_r + f_c$) частотой, где f_r — частота гетеродина, f_c — частота сигнала. Полосный фильтр шириной Δf настроен при этом на нек-рую фиксированную частоту f_n . Меняя f_r , добиваются, чтобы все составляющие сигнала последовательно образовывали с f_r разностную частоту $f_r - f_c = f_n \pm \Delta f/2$. Зависимость напряжения на выходе фильтра от частоты даёт амплитудно-частотный спектр звука. Анализаторы гетеродинаминого типа проводят З. а. с пост. шириной полосы.

Частотные спектры многих практически важных звуков (речь, звуки голосов животных, шум машин и механизмов при изменении режима работы) изменяются во времени. Чтобы проследить эти изменения, применяют частотно-временной, или сонографический, анализ (рис. 3). Частотные спектры, получаемые за последовательные интервалы времени, отображаются

Рис. 3. Сонографическое изображение звуковых сигналов: 1 — частый тон с частотой f_0 ; 2 — короткий импульс в момент времени t_0 ; 3 — амплитудно-модулированный сигнал; 4 — частотно-модулированный сигнал; 5 — полосовой шум, в диапазоне от f_1 до f_2 , длющийся от момента времени t_1 до t_2 .



на спец. электроувствит. бумаге в координатах «частота—время». Степень почернения бумаги характеризует значение спектральной составляющей $a(f)$ на данном интервале времени.

Для З. а. наряду с аналоговыми методами, основанными на применении фильтров, гетеродинаминых анализаторов, сонографов, в настоящее время широко применяются численные методы с использованием ЭВМ. Применение ЭВМ позволяет выполнять как частотный, так и временной З. а.; возможно также разложение звукового сигнала по другим функциям, отличным от синусоидальных.

З. а. применяют при изучении свойств источников звука, среды его распространения, при обнаружении звукового сигнала на фоне других мешающих звуков, при распознавании звукового сигнала и т. п. Напр., анализируя звуки животных, можно высветить биол. назначение этих звуков. Наблюдая изменение спектров звука с расстоянием, выявляют способность воздушной или водной среды проводить, поглощать и рассеивать звук. Составляя спектры шумов сердца у больных людей с характером заболевания, выявляют акустич. диагностику сердца. З. а. полезен при борьбе с шумом и вибрациями на произ-ве и транспорте. Напр., зная спектр шума автомобильного двигателя, можно рассчитать рациональную конструкцию глушителя. Знание спектров речевых и музыкальных звуков позволяет правильно выбрать частотную характеристику электроакустич. передающих трактов, обеспечивающих требуемое качество воспроизведения звука. На основе З. а. работают системы автоматич. распознавания речи.

Для анализа случайных звуковых сигналов применяют корреляционный анализ (см. *Корреляция*), позволяющий определить степень статистич. взаимосвязи либо одного и того же сигнала p_1 , но в разл. моменты времени, отстояние на интервал τ , либо разных звуковых сигналов p_1 и p_2 , напр. звукового поля в разных точках пространства. В первом случае эта связь характеризуется автокорреляционной ф-цией:

$$R_{11}(\tau) = \frac{1}{2T} \int_{-\tau}^{\tau} p_1(t) p_1(t-\tau) dt,$$

во втором — взаимно-корреляционной ф-цией:

$$R_{12}(\tau) = \frac{1}{2T} \int_{-\tau}^{\tau} p_1(t) p_2(t-\tau) dt$$

(здесь T — временной интервал, за к-рый проводится анализ). Методами корреляционного анализа решаются такие задачи, как предсказание характера изменения процесса во времени, выделение слабых акустич. сигналов на фоне помех, измерение искажений мешающих сигналов при их передаче электроакустич. системой и др. По корреляционным функциям могут быть найдены многие физ. характеристики акустич. процессов, систем и звуковых полей, представляющие практич. интерес.

З. а. в живой природе производится слуховыми органами животных, причём чем выше на ступени эволюц. лестницы находится животное, тем изощрённее его З. а. Так, слух насекомых анализирует звук только по его временной структуре, тогда как амфибии и млекопитающие (включая человека) имеют развитую систему З. а.: частотного (параллельного на пути органа слуха) и частотно-временного (в нейронных структурах головного мозга). Наиб. развитыми формами З. а. обладают эхолоцирующие животные (дельфины, летучие мыши), к-рые, излучая эхосигналы и сравнивая их спектры со спектрами эхосигналов от разных объектов в среде, оценивают свойства объектов (напр., съедобный—несъедобный), их размер, форму, внутр. структуру, расстояние и скорость движения объекта.

Лит.: Харкевич А. А. Спектры и анализ, 4 изд., М., 1982; Френкс Л., Теория сигналов, пер. с англ., М., 1974; Скундт Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1, М., 1976; Бельюк о в и ч В. М., Дубровский Н. А., Сенсорные основы ориентации игообразных, Л., 1976.

Н. А. Дубровский.

ЗВУКОВИДЕНИЕ — получение оптически видимых изображений предметов с помощью акустич. волн. В зависимости от назначения и используемого диапазона частот применяют устройства З., основанные на след. принципах.

Линзовое З., при к-ром для построения акустич. изображения предмета используется звуковая оптика (*линзы акустические*). Предмет 3 освещается звуковым полем от излучателя 2 (рис. 1), а акустич. линза 4 создаёт звуковое изображение предмета в нек-рой плоскости, где устанавливается экран 5 .

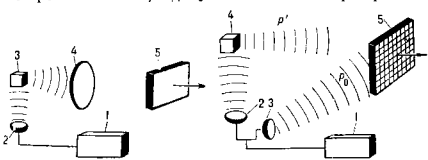


Рис. 1. Принцип линзового звуковидения: 1 — УЗ-генератор; 2 — излучатель; 3 — предмет; 4 — акустическая линза; 5 — акустический пространственный детектор с электрическим или оптическим преобразованием сигнала.

детектор 5 , преобразующий распределение поля давлений либо непосредственно в оптич. изображение, либо в элктрич. сигнал с последующим преобразованием в оптич. изображение.

Голографич. З. использует принцип голографии (рис. 2) и не нуждается в звуковой оптике. Помимо рассеянного предметом поля p' на плоскости пространства детектора 5 направляется т. н. опорная звуковая волна p_0 . Возникающий интерференц. картина стоячих волн (акустич. голограмма) регистриру-

етс пространств. детектором. Восстанавливается изображение предмета либо методами с использованием когерентного света, либо электронными методами, обычно цифровыми (см. *Голография акустическая*).

Локационные 3. основано на принципах акулокации и заключается в том, что излучающее устройство (часто оно же и приёмное) «освещает» предмет узким звуковым лучом, сканирующим по пространству в одной или двух плоскостях. Изображения предмета строятся по отраженным от него сигналам последовательно, в соответствии с выбранным законом сканирования. Обычно используется импульсное облучение предмета, к-рое даёт возможность разрешения по продольной координате (дальности).

Для преобразования пространств, распределение давления в звуковом поле и видимое оптич. изображение используются разнообразные методы *визуализации звуковых полей*, осуществляющие либо непосредственное акустооптич. преобразование, либо с промежуточным преобразованием акустич. сигналов в электрические и далее в оптические. Для акустооптич. преоб-

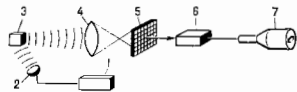


Рис. 3. Схема литового звуковидения с электронным сканированием: 1 — УЗ-генератор; 2 — излучатель; 3 — предмет; 4 — акустическая линза (объектив); 5 — молиба пьезоэлектрических преобразователей; 6 — электронный коммутатор; 7 — электронно-лучевая трубка.

разования широко применяются методы поверхностного рельефа, а в последнее время — жидкокристаллич. преобразователи. Акустооптич. эффект в жидких кристаллах основан на способности их молекул изменять заданную ориентацию под воздействием УЗ-поля. Изменение ориентации молекул вызывает либо поглощение проходящего света, либо его рассеяние (при работе на отражение), благодаря чему и получается видимое изображение предмета.

Наиб. применение в 3. получили методы визуализации, основанные на промежуточном преобразовании акустич. сигналов в электрические с помощью пьезоэлектрич. датчиков, поскольку эти методы обладают самой высокой чувствительностью. Такое преобразование используется в лизмовом и локал. 3. (рис. 3), для чего в плоскости формирования акустич. изображения устанавливается двумерная матрица *пьезоэлектрических преобразователей*; сигналы с них считываются с помощью электронного коммутатора и подаются на модулятор, уравнивающий яркостью луча электронно-лучевой трубки, сканирование к-рого по экрану осуществляется синхронно с работой коммутатора. Этот же принцип используется и в голографии. 3. с оптич. восстановлением голограмм, с тем отличием, что сигналы с электронного коммутатора подаются на пространственно-временной модулятор когерентного света и управляют либо его локальным коэф. поглощения, либо коэф. преломления. При этом модулятор выполняет роль оптич. голограммы, восстановление изображения по к-рой происходит с помощью когерентного света (рис. 4).

В основе теоретич. описания всех принципов 3. лежит анализ зависимости между полем источника $u(x)$ и полем $u(x')$ на нек-ром расстоянии R от него (интеграл Кирхгофа). При $R \gg \lambda$ и $D \gg \lambda$ (где λ — длина волны звука, D — входная апертура) поле $u(x)$ и поле $u(x')$ связаны соотношением (преобразование Френеля):

$$u(x') = \int_{x_1}^{x_2} u(x) \exp \left[\frac{ik(x-x')^2}{2R} \right] dx,$$

где x_1 и x_2 — область существования $u(x)$. При $R \gg D^2/\lambda$ это соотношение переходит в преобразование Фурье:

$$u(x') = \int_{x_1}^{x_2} u(x) \exp(ikx'x) dx.$$

Эти соотношения лежат в основе всех принципов 3., и в частности в методе цифрового восстановления изображений, где для ускорения вычислений используются алгоритмы быстрого Фурье преобразования.

Качество звуковых изображений в 3. зависит от характера взаимодействия звуковых волн с предметом, от размеров входных апертур D и используемых длин волн λ . В общем случае длины УЗ-волн, используемых в 3., гораздо больше, чем длины оптич. волн, и поэтому акустич. изображение предметов будет более «грубым» и содержать гораздо меньше мелких деталей, чем оптическое. Для устранения эффекта ближневой структуры в 3. используют широкополосное излучение (аналог белого света) и освещение предмета

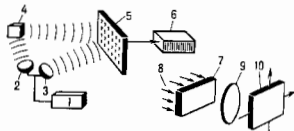


Рис. 4. Схема голографического звуковидения с оптическим восстановлением изображения: 1 — УЗ-генератор; 2, 3 — излучатель; 4 — предмет; 5 — набор пьезоэлектрических преобразователей; 6 — коммутатор; 7 — пространственно-временной модулятор света с электронным управлением; 8 — световой поток от лазера; 9 — проекционная оптич. система; 10 — плоскость наблюдения.

со многих ракурсов (аналог диффузного освещения в фотографии).

Разрешающая способность в 3. по поперечной координате δx зависит от волновых размеров B приёмных пространств, детекторов и определяется по ф-ле: $\delta x = \lambda R/D = R/B$, где R — расстояние до предмета, $B = D/\lambda$. Разрешение тем лучше, т. е. δx тем меньше, чем больше B . В практич. 3. величина $B \approx 300-400$ (в то время как в оптич. $B \approx 10^4-10^6$ и более). По этой причине лизмовое 3. имеет огранич. применение, т. к. звуковые длины больших волновых размеров тяжелы, громоздки и вызывают большое затухание УЗ. Разрешение по продольной координате (глубине, дальности) δR также зависит от волновых размеров и расстояния: $\delta R = \lambda R^2/D = R^2/BD$. Оно ухудшается пропорц. квадрату расстояния, поэтому измерение продольных координат осуществляется обычно на расстояниях порядка $R \approx D$, т. е. в непосредств. близости от плоскости приёма. В тех ситуациях, когда объект расположен на расстоянии $R \gg D$, прибегают к импульсному облучению, и в этом случае разрешение по дальности (глубина) тем лучше, чем короче длительность сигнала, а при излучении широкополосных сигналов — чем шире полоса излучаемых частот. Диапазон частот, применяемых в 3., весьма широк, и соответственно разные системы 3. могут существенно различаться по разрешающей способности (табл.).

В зависимости от частоты и области применения в 3. используют разл. типы приёмных и излучающих антенн. На частотах 0,1—2 МГц обычно применяют пьезоэлектрич. керамич. приёмники и излучатели (последние с электронным управлением характеристикой направленности). В системе подводного 3. на частотах единиц и десятков кГц используют явряд с пьезокерамич. излучателями магнитоэлектрическими. В сейсмич. голографии в качестве излучателей используют вибраторы, пневматич. излучатели и просто явряды, а в качестве приёмников — гидрофоны и геофоны.

Характеристики систем звуковидения

Рабочие частоты	Линейное разрешение	Область применения
500—2000 МГц	10—50 мкм	Акустич. микроскопия органич. и неорганич. структур
1—10 МГц	0,5—4 мм	УЗ медицинская диагностика, неразрушающий контроль и дефектоскопия
100—500 кГц	1—20 см	Подводное звуковидение на расстояниях до 100 м
10—100 кГц	0,2—3 м	Гидролокация бокового обзора дна
15—100 Гц	20—300 м	Сейсич. география, сейсмология полных и локальных, строение земной коры

3. применяется в океанологии для получения изображений морского дна и природных структур, поиска затопивших предметов, обеспечения подводной навигации, осмотра подводных сооружений и др. В *дефектоскопии* 3. используется при УЗ-контроле для обнаружения скрытых дефектов в разл. материалах и конструкциях (раковины, трещины, инородные включения и др.). В медицине оно применяется для получения информации о структуре внутр. органов (сердца, печени, почек), сосудов и др. благодаря тому, что УЗ хорошо поглощается мягкими тканями, в отличие от рентг. излучения, и практически безопасен для пациента.

Лит.: Свет В. Д., Методы акустической голографии, Л., 1976; Ригем П., Звуковидение, пер. с англ., М., 1982.

ЗВУКОВОЕ ДАВЛЕНИЕ — переменная часть давления, возникающая в среде при прохождении звуковой волны; образующаяся в среде сгущения и разрежения складает добавочные изменения давления по отношению к среднему внеш. (статич.) давлению.

Часто пользуются понятием эфф. (действующего) значения 3. д., т. е. именно эту величину обычно измеряют в опыте. Эфф. 3. д. равно квадратному корню из ср. значения квадрата мгновенного 3. д. в заданной неподвижной точке пространства за соответствующий интервал времени (под мгновенным 3. д. понимается полное давление в какой-то момент времени в данной точке за вычетом статич. давления в той же точке). Если 3. д. является периодическим, то временной интервал усреднения должен быть равен целому числу периодов или значительно превышать период. В синусоидальной звуковой волне эфф. 3. д. p_a связано с амплитудой p_0 3. д. выражением: $p_a = p_0/\sqrt{2}$. Уровень 3. д. — это выраженное по шкале децибел отношение данного 3. д. к условно-нормованному значению 3. д. $p_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ Па. Единицей измерения 3. д. в системе СИ служит 1 Па = 1 Н/м²; в системе СГС единица 3. д. 1 бар = 1 дин/см² = 10⁻¹ Па; иногда 3. д. измеряют в атмосферах (1 атм = 10⁶ бар).

Данное выше определение 3. д. относится к случаю распространения звука в газах и жидкостях, где имеются только нормальные силы к любым выделенным площадкам в среде, т. е. давление.

Для изотропных твердых тел понятие давления применимо только в случае всеповерхностного растяжения и сжатия. В общем же случае произвольной деформации напряженное состояние тела уже нельзя характеризовать одной скалярной величиной — давлением — и приходится пользоваться понятием тензора упругих напряжений (см. *Упругие волны*).

3. д. следует отличать от давления звука (см. *Давление звуковой излучения*).

Лит.: Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973, В. А. Красильников.

ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ — совокупность пространственно-временных распределений величин, характеризующих

рассматриваемое звуковое возмущение. Важнейшие из них: звуковое давление p , колебательная скорость частиц v , колебательное смещение частиц ξ , относительное изменение плотности (т. н. акустич. сжатие) $s = \delta\rho/\rho$ (где ρ — плотность среды), адиабатич. изменение тем-ры δT , сопровождающее сжатие и разрежение среды. При введении понятия 3. н. среду рассматривают как сплошную и молекулярное строение вещества во внимание не принимают. 3. п. изучают либо методами *геометрической акустики*, либо на основе теории волн.

При достаточно гладкой зависимости величин, характеризующих 3. п., от координат и времени (т. е. при отсутствии скачков давления и колебат. скорости от точки к точке) задание пространственно-временной зависимости одной из этих величин (напр., звукового давления) полностью определяет пространственно-временные зависимости всех остальных. Эти зависимости определяются ур-ниями 3. п., к-рые в отсутствие дисперсии скорости звука сводятся к волновому ур-нию для каждой из величин и ур-ниям, связывающим эти величины между собой. Напр., звуковое давление удовлетворяет волновому ур-нию

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0,$$

а при известном p можно определить остальные характеристики 3. п. по ф-лам:

$$v = -\frac{1}{\rho} \text{grad} \int p dt;$$

$$\xi = \int v dt; s = \frac{p^2}{\rho c^2}; T = \frac{\gamma-1}{\alpha c^2} p,$$

где c — скорость звука, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкости при пост. давлении к теплоемкости при пост. объёме, α — коэф. теплового расширения среды. Для гармонич. 3. п. волновое ур-ние переходит в ур-ние Гельмгольца: $\Delta p + k^2 p = 0$, где $k = \omega/c$ — волновое число для частоты ω , а выражения для v и ξ принимают вид:

$$v = \frac{1}{i\rho\omega} \text{grad} p; \xi = -\frac{v}{i\omega} = \frac{1}{\rho\omega^2} \text{grad} p.$$

Кроме того, 3. п. должно удовлетворять граничным условиям, т. е. требованиям, к-рые налагают на величины, характеризующие 3. п., физ. свойства границы — поверхностей, ограничивающих среду препятствия, ограничивающих помещением в среду препятствия, и поверхностей раздела разл. сред. Напр., на абсолютно жесткой границе нормальная компонента колебат. скорости должна обращаться в нуль; на свободной поверхности должно обращаться в нуль звуковое давление; на границе, характеризующейся *импедансом акустическим*, p/v_n должно равняться удельному акустич. импедансу границы; на поверхности раздела двух сред величинам p и v_n во обе стороны от поверхности должны быть попарно равны. В реальных жидкостях и газах имеется дополнит. граничные условия: обращение в нуль касательной компоненты колебат. скорости на жесткой границе или равенство касательных компонент на поверхности раздела двух сред.

В твердых телах внутр. напряжения характеризуются не давлением, а тензором напряжений, что отражает наличие упругости среды по отношению к изменению не только ее объема (как в жидкостях и газах), но и формы. Соответственно усложняются ур-ния 3. п., и граничные условия. Ещё более сложны ур-ния для анизотропных сред.

Ур-ния 3. п. и граничные условия отнюдь не определяют сами по себе вид волн: в разл. ситуациях в той же среде при тех же граничных условиях 3. п. будут иметь разный вид. Ниже описаны разные виды 3. п., возникающие в разл. ситуациях.

1) Свободные волны — 3. п., к-рые может существовать во всей неогранич. среде в отсутствие внеш. воз-

действий, напр. плоские волны $p=p(x \mp ct)$, бегущие вдоль оси x в положительном (знак $-$) и отрицательном (знак $+$) направлениях. В плоской волне $p/\rho = \pm \dot{\varphi}c$, где ρ — волновое сопротивление среды. В местах нахождения звукового давления направление колебаний скорости в бегущей волне совпадает с направлением распространения волны, в местах отрицат. давления — противоположно этому направлению, а в местах обращения давления в нуль колеблется скорость также обращается в нуль. Гармонич. плоская бегущая волна имеет вид: $p = p_0 \cos(\omega t - kx + \varphi)$, где p_0 и φ_0 — соответственно амплитуда волны и её нач. фаза в точке $x=0$. В средах с дисперсией скорости звука скорость гармонич. волны $c = \omega/k$ зависит от частоты.

2) Колдобания в огранич. объемах среды в отсутствие внеш. воздействий, напр. З. н., возникающие в замкнутом объеме при заданных нач. условиях. Такие З. п. можно представить в виде суперпозиции стоячих волн, характерных для данного объема среды.

3) З. п., возникающие в неогранич. среде при заданных нач. условиях — значениях p и v в нек-рый нач. момент времени (напр., З. п., возникающие после взрыва).

4) З. п. излучения, создаваемые колеблющимися телами, струнами жидкости или газа, захлопывающимися пузырьками и др. естеств. или искусств. акустич. излучателями (см. *Излучение звука*). Простейшими по форме поля излучения являются следующие. Монополярное излучение — сферически симметричная расходящаяся волна; для гармонич. излучения она имеет вид: $p = -i\rho_0 Q \exp(ikr)/4\pi r$, где Q — производительность источника (напр., скорость изменения объема излучающего тела, малого по сравнению с длиной волны), помещенного в центр волны, а r — расстояние от центра. Амплитуда звукового давления при монополярном излучении изменяется с расстоянием как $1/r$, а

$$v = -Q \frac{ikr-1}{4\pi r^2} \exp ikr;$$

в неволновой зоне ($kr \ll 1$) v изменяется с расстоянием как $1/r^2$, а в волновой ($kr \gg 1$) — как $1/r$. Сдвиг фаз φ между p и v монотонно убывает от 90° в центре волны до нуля на бесконечности; $\lg \varphi = 1/kr$. Дипольное излучение — сферич. расходящаяся волна с «восьмерочной» характеристикой направленности вида:

$$p = -F \frac{ikr-1}{4\pi r^2} \exp(ikr) \cos \theta,$$

где F — сила, приложенная к среде в центре волны, θ — угол между направлением силы и направлением на точку наблюдения. Также же излучение создается сферой радиуса $a \ll \lambda$ (λ — длина волны), помещенной в центр волны и осциллирующей со скоростью $u = F/2\pi r a \omega^2$. Поршневое излучение — З. п., создаваемые поступательными колебаниями плоского поршня. Если его размеры $\gg \lambda$, то излучение представляет собой квазиплоскую волну, распространяющуюся в виде огранич. пучка, опирающегося на поршень. По мере удаления от поршня дифракция размывает пучок, переходящий на большем расстоянии от поршня в многолучевую расходящуюся сферич. волну. Все виды З. п. излучения на большем расстоянии от излучателя (в т. н. дальней зоне, или зоне Фраунгофера) асимптотически принимают вид расходящихся сферич. волн: $p = A \exp(ikr) R(\theta, \varphi)/r$, где A — постоянная, θ и φ — углы сферич. системы координат, $R(\theta, \varphi)$ — характеристика направленности излучения. Т. о., асимптотически поле убывает обратно пропорционально расстоянию точки наблюдения от области расположения источника звука. Началом дальней зоны обычно считают расстояние $r = D^2/\lambda$, где D — перпендикулярные размеры излучающей системы. В т. н. ближней зоне (френелевская зона) для З. п. излучения в общем случае нет к-л. определенной зависимости от r , а угл.

зависимость меняется при изменении r — характеристика направленности ещё не сформирована.

5) З. п. фокусировки — волна близки фокусов и каустик фокусирующих устройств, характеризующиеся повши. значениями звукового давления, обращаются в бесконечность в фокусах и на каустиках (см. *Фокусировка звука*).

6) З. п., связанные с наличием в среде ограничивающих поверхностей и преломлений. При отражении и преломлении плоских волн на плоских границах возникают также плоские отраженные и преломленные волны. В *волноводат акустически*, заполненных однородной средой, суперпозиции плоских волн образует нормальные волны. При отражении гармонич. плоских волн от плоских границ образуются стоячие волны, причём результирующие поля могут оказаться стоячими в одном направлении и бегущими — в другом.

7) З. п., затухающие вследствие неидеальности среды — наличия вязкости, теплопроводности и т. п. (см. *Поглощение звука*). Для бегущих волн влияние такого затухания характеризуют множителем $\exp \alpha z$, где α — амплитудный пространственный коэф. затухания, связанный с добротностью Q среды соотношением: $\alpha = k/2Q$. В стоячих волнах появляется множитель $\exp(-\delta t)$, где $\delta = \alpha c = \omega/2Q$ — амплитудный временной коэф. затухания звука.

Измерение параметров З. п. производят разл. приборами: *звук. микрофонами* — для воздуха, *гидрофонами* — для воды. При исследовании тонкой структуры З. п. следует пользоваться приёмниками, размеры к-рых малы по сравнению с длиной волны звука. *Визуализация звуковых полей* возможна путём наблюдения дифракции света на ультразвуке, методом Тенелера (*теневого метод*), методом электронно-оптич. преобразования и др.

Лит.: Бергманн П., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Ржевский С. П., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973. М. А. Исакович.

ЗВУКОКАПИЛЛЯРНЫЙ ЭФФЕКТ — аномально глубокие проникновения жидкости в капилляры и узкие щели под действием УЗ. Если в наклоненную жидкостью УЗ-ванну погрузить капилляр, то при определ. интенсивности УЗ, соответствующей режиму развитой кавитации, подъём жидкости в капилляре сильно возрастает. Жидкость поднимается по капилляру под воздействием УЗ только при условии, что кавитат. область, состоящая из излучающих и захлопывающихся кавитат. пузырьков, находится непосредственно под капилляром. По-видимому, З. э. обусловливается суммарным воздействием единичных импульсов давления, к-рые возникают при захлопывании кавитат. пузырьков. Скорость и высота подъёма жидкости в капилляре зависят от числа захлопывающихся пузырьков и величины возникающих при этом сил, от трения на стенках и от вязкости жидкости. Поэтому З. э. различны для разных жидкостей и разных по размеру капилляров; он меняется с изменением интенсивности звука, с течением времени и усиливается с приближением статич. давления. Положение захлопывающихся пузырьков в основании капилляра неустойчиво из-за интенсивных акустически течений. Напр., уровень воды в стеклянном капилляре диаметром 0,35 мм при звуковом давлении 2,0 атм на частоте 18 кГц в результате З. э. превышает уровень, обусловленный силами поверхностного натяжения (т. е. в отсутствие УЗ), более чем в 10 раз. Увеличение интенсивности УЗ и развитие акустич. потоков снижают З. э., и при звуковом давлении 14—16 атм подъём воды в стеклянном капилляре указанных размеров под воздействием УЗ не происходит.

Нарушение локализации в окрестности основания капилляра кавитат. пузырьков и уход их из сечения капилляра приводит к мгновенному осушению жид-

кости до уровня, определяемого действием сил поверхностного натяжения. Поддержание уровня жидкости в капилляре требует меньших (в 5—10 раз) затрат акустич. энергии, чем в процессе подъёма, т. к. при этом уже не нужно преодолевать силы вязкого трения жидкости о стенки капилляра.

З. э. используются в разл. технол. процессах: он применяется при прокатке катушек трансформаторов и др. моточных изделий клеями и лаками, при дублировании кож, при окрашивании толстых тканей, при заполнении щелей в разл. конструкциях, при напайке сложных изделий, при тонкой фильтрации раславов через многослойные сетчатые фильтры, в большинстве процессов УЗ-обработки твёрдых тел в жидкости с участием кавитации.

Лит.: Ультразвуковая технология, М., 1974. Китайгородский Ю. И., Дрожалова В. И., Расчет высоты и скорости подъёма жидкости по капиллярам при воздействии ультразвуковых колебаний. «Науч. труды Моск. ин-та стали и сплавов», 1977, № 90, с. 12. Graff K., *Macrosolids in industry: ultrasonic soldering*, «Ultrasolids», 1977, v. 15, N 2, p. 75; Основы физики и техники ультразвука, М., 1987. Г. И. Скворцов.

ЗВУКОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — свечение в жидкости при акустич. кавитации. Световое излучение при З. очень слабое и становится видимым только при значит. усилениях или в полной темноте. Спектр З. в основном непрерывный. Гл. причина свечения — сильное нагревание газа и пара в кавитат. пузырьке, происходящее в результате адиабатич. сжатия при его захлопывании: темп-ра внутри пузырька может достигать 10⁴ К, что вызывает термич. возбуждение атомов газа и пара и свечение пузырька.

Лит.: Кэлли Р., Дейли Дж., Хеммит Ф., Кавитация, пер. с англ., М., 1974.

ЗЕЕБЕКА ЭФФЕКТ — возникновение эдс (термоэдс) в электрич. контуре, состоящем из двух проводников A и B , контактах между к-рыми поддерживаются при разных темп-рах T_1 и T_2 . Открыт в 1821 Т. И. Зеебеком (Th. J. Seebeck). З. э. используются для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую (термоэлектр. генераторы) и в термоэлектрич.

Термоэдс контура определяется ф-лой:

$$S = \int_{T_1}^{T_2} (S_A - S_B) dT,$$

где S_A и S_B — абс. величины термоэдс (дп ф-ры в к-рых термоэдс, коэф. термоэдс) проводников A и B . Абс. термоэдс — характеристика проводника, равная $S = du/dT$, где u — эдс, возникающая в проводнике при наличии в нём градиента темп-р. З. э. связан с др. термоэлектрич. явлениями (Пельтье эффект и Томсона эффект) соотношениями Кельвина:

$$\rho = T \frac{dS}{dT}, \quad (1)$$

$$\Pi = TS, \quad (2)$$

где ρ и Π — коэф. Томсона и Пельтье.

Градиент темп-ры создаёт в проводнике градиент концентраций «холодных» и «горячих» носителей заряда. В результате этого возникают два диффузионных потока носителей — вдоль и против градиента темп-ры. Т. к. скорости диффузии и концентрации «горячих» и «холодных» носителей заряда различны, то на одном конце проводника создается избыточный положительн. заряд, а на другом — отрицательный. Поле этих зарядов приводит к установлению стационарного состояния: число носителей, проходящих через поперечное сечение образца в обоих направлениях, одинаково. Возникающая диффузионная термоэдс определяется температурной зависимостью концентрации носителей заряда и их подвижностью μ , обусловленной характером их взаимодействия с фононами, примесями и т. д.

В металлах электронный газ вырожден и термоэдс определяется только различием подвижностей «горячих» и «холодных» электронов. В полупроводниках термоэдс обусловлена зависимостью от T как подвижности, так и концентрации электронов и дырок. Обычно вклад в термоэдс, связанный с температурной зависимостью концентрации носителей, превышает вклад, обусловленный различием в $\mu(T)$, хотя последний в полупроводниках (вследствие *Больцмана распределения* носителей) на иск. порядков больше, чем в металлах. Именно поэтому термоэдс в полупроводниках значительно выше, чем в металлах.

Теоретич. описание. Выражение для термоэдс может быть получено из кинетич. ур-ния Больцмана:

$$S = K_1/K_0 eT, \quad (3)$$

где величины K_1 и K_0 определяются ф-лой:

$$K_n = - \int v_j \tau(k) (\epsilon - \eta)^n \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} dk, \quad (n = 0, 1).$$

Здесь v — скорость носителей ($i, j = x, y, z$), τ — время их релаксации, η — химический потенциал, f_0 — ф-ция распределения Ферми, e — заряд носителей, ϵ — их энергия, k — волновой вектор.

Для металлов выражение (3) принимает вид:

$$S = \frac{\pi^2 k^2 T}{3e} \left[\frac{\partial \ln \sigma(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right]_{\epsilon = \eta} = \frac{\pi^2 k^2 T}{3e\eta} \left[\frac{\partial \ln \sigma(\epsilon)}{\partial \ln \epsilon} \right]_{\epsilon = \eta} \quad (4)$$

где $\sigma(\epsilon)$ — проводимость при $T = K$. С помощью (4) может быть описана термоэдс кристаллич. аморфных и жидких металлов. Для металлов величина S порядка kT/η , т. к. с одной стороны, электронный газ вырожден и только малая часть электронов (порядка kT/η) участвует в диффузионном токе, с др. стороны, для большинства механизмов рассеяния зависимость проводимости от энергии слабая:

$$\left[\frac{\partial \ln \sigma(\epsilon)}{\partial \ln \epsilon} \right]_{\epsilon = \eta} \sim 1.$$

Однако существуют механизмы релаксации, для к-рых термоэдс в металлах порядка k/e . К ним относятся процессы асимметричного уругого и неупругого рассеяния электронов в ферромагнетиках с немагнитными примесями; процессы интерференции рассеяния, независимого от спинового взаимодействия электронов с примесями в кондо-решётках. В этих случаях $[\partial \ln \sigma(\epsilon)/\partial \ln \epsilon]_{\epsilon = \eta} \sim \eta/kT$. В приближении $\tau = \tau_0 eT$, где r — параметр, зависящий от природы процессов рассеяния, из (3) следует:

$$S = \frac{\pi^2 k^2 T^2}{3e\eta} \left(\frac{3}{2} + r \right). \quad (5)$$

Для полупроводников в случае квадратичного тройного дисперсии закона носителей из (3) следует:

$$S = \frac{k}{e} \left[\left(r + \frac{3}{2} \right) - \frac{\eta}{kT} \right]. \quad (6)$$

Знак термоэдс определяется знаком носителей заряда. Первый член суммы в (6) связан с изменением подвижности, а второй — с изменением концентрации носителей. Аналогичный вид имеет зависимость $S(T)$ для аморфных и стеклообразных полупроводников.

Влияние «узелочных» электронов фононами и магнетонами. Диффузионная термоэдс рассматривалась выше в предположении, что фононная система находится в равновесии. В действительности являющ. градиента темп-ры вызывает отклонение фононной системы от равновесия — возникает поток фононов от «горячего» конца проводника к «холодному». Взаимодействуя с электронной системой, они передают им свой избыточный импульс, в результате чего возникает дополнит. т. н. термоэдс фононного утолщения S_Φ (см. Утолщение электронов фононами, [4]). Она определяется харак-

тером электронно-фононного взаимодействия и зависит от др. механизмов рассеяния фононов. Если фононная система полностью релаксирует на электронах (эффект «насыщения»), то при $T \ll \Theta_D$ (Θ_D — Дебая температура) $S_{\phi} \sim T^{-1}$, $S_{\phi} \sim T^{-3}$ как для металлов, так и для полупроводников. Если же фононы взаимодействуют не только с электронами, но и друг с другом, зависимость $S_{\phi}(T)$ иная. В металлах при $T \gg \Theta_D$, в полупроводниках электроны взаимодействуют только с длинноволновыми фононами (см. *Рассеяние носителей заряда* в полупроводниках), а S_{ϕ} определяется их взаимодействием с коротковолновыми фононами, к-рым длинноволновые фононы передают свой импульс:

$$S_{\phi} \sim T^{-(3-n)/2}, \quad n=1, 2. \quad (7)$$

Два значения n соответствуют двум механизмам фононофононной релаксации, в к-рых либо учитывается ($n=1$), либо не учитывается ($n=2$) затухание тепловых фононов. При низких темп-рах гл. роль играют процессы рассеяния на границах образца: $S_{\phi} \sim DT^{1/2}$, где D — характерный размер образца.

В магнетиках существует эффект «увеличения» электронами магнетона, к-рый также вносит вклад в термоэдс (см. *Спиновые волны*).

Для металлов с многолистной ферми-поверхностью и полупроводников с многозонным характером проводимости выражения для диффузионной термоэдс и термоэдс увеличения обобщаются:

$$S = \sum_i \sigma_i S_i / \sum_i \sigma_i. \quad (8)$$

Здесь σ_i и S_i — парциальные вклады в проводимость и термоэдс i -го листа поверхности Ферми или i -й энергетич. зоны.

З. э. в сверхпроводниках. Под действием градиента темп-ры в *сверхпроводниках* возникает объёмный ток нормальных возбуждений по природе такой же, как и в обычных проводниках. Этот ток обуславливает объёмный ток куперовских пар, к-рый компенсирует ток нормальных возбуждений. Т. к. волный объёмный ток равен 0, а электр. поле в сверхпроводниках отсутствует, исследовать термоэдс, связанную с нормальными возбуждениями в сверхпроводниках, можно, измеряя сверхпроводящую компоненту тока.

Лам, Лайла и Д. Д. Лифшиц и В. М. Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Пидльковский И. М., Термомангнитные явления в полупроводниках, М., 1960; Зырянов П. С., Клиггер М. И., Квантовая теория явления электронного переноса в кристаллических полупроводниках, М., 1976; Термоэлектрическая сила металлов, пер. с англ., М., 1980; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987.

ЗЕМАНА ЭФФЕКТ — расщепление спектральных линий и уровней энергии атомов, молекул и кристаллов в магн. поле. Наблюдается на спектральных линиях испускания и поглощения; З. э. на линиях

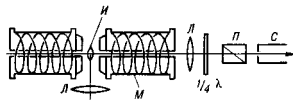


Рис. 1. Схема наблюдения эффекта Земана: М — магнит; Н — источник линейчатого спектра; пластинка $\lambda/4$, Л — линза; П — поляризатор; С — анализатор; А — анализатор характера поляризации; С — спектральный прибор.

поглощения часто наз. *обратным*. Впервые обнаружен П. Зеemanом (Р. Зеeman) в 1896 при исследовании спектров испускания натрия. В 1897 Х. Лоренц (Н. А. Lorentz) разработал первую теорию

З. э. на основе классич. электродинамики, полное объяснение З. э. даёт квантовая механика.

В результате З. э. спектральная линия, испускаемая веществом, в магн. поле расщепляется на нек. зеemanовских компонент (зеemanовское расщепление). Характер расщепления и поляризации компонент зависит от направления наблюдения. В случае т. в. р. о. т. о. г. (или нормального) З. э. при наблюдении а направлении, перпендикулярном магн. полю (рис. 1), получаются три линейно поляризованные компоненты — несмещённая π -компонента, поляризованная вдоль поля, и две симметрично от неё расположенные σ -компоненты, поляризованные перпендикулярно полю (зеemanовский триплет);

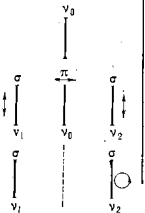


Рис. 2. Расщепление спектральных линий при простом эффекте Земана: вверху — без поля, в середине — при поперечном наблюдении в магнитном поле — триплет с частотами $\nu_0 - \Delta\nu$, ν_0 , $\nu_0 + \Delta\nu$, линии линейно поляризованы (направление указано стрелками); внизу — продольное наблюдение в магн. поле — дублет с частотами $\nu_0 - \Delta\nu$ и $\nu_0 + \Delta\nu$, линии поляризованы по кругу в плоскости, перпендикулярной направлению поля.

рис. 2). При наблюдении вдоль поля получается дублет — две компоненты с круговой поляризацией, направленной в противоположные стороны. В общем случае сложного (или аномального) З. э. вместо каждой из компонент наблюдаются группы равноотстоящих линий, причём в целом картина расщепления остаётся симметричной относительно первоначальной несмещённой линии. Число линий сложного зеemanовского расщепления может достигать нек. десятков.

При исследовании З. э. применяют спектральные приборы с высокой разрешающей способностью, т. к. величина расщепления мала: для магн. полей с напряжённостью $H \sim 2 \cdot 10^4$ Э она составляет сотые см.

Энергия атома, находящегося в магн. поле H и имеющего магн. момент μ , равна:

$$E = E_0 - \mu H,$$

где E_0 — энергия этого атома в отсутствие поля, μH — проекция магн. момента атома на направление поля, а $\mu H H$ — дополнит. энергия, к-рую приобретает атом в магн. поле. Полный магн. момент атома связан с его механич. моментом M :

$$\mu = -g(e/2m_e c) M,$$

где g — *Ланде множитель*, e и m_e — заряд и масса электрона. Проекция M_H на направление H квантована, т. е. может принимать лишь дискретные значения $M_H = m h / 2\pi$, где $m = J, J - 1, \dots, -J$, а J — *квантовое число*, определяющее полный механич. момент атома. При данном J возможны $2J + 1$ разл. значений m . В результате энергия атома в магн. поле равна:

$$E = E_0 + g m \mu_B H;$$

величина $\mu_B = e h / 2m_e c$ наз. *магнетон*ом Бора. Т. о., уровень энергии атома с данным J в магн. поле расщепляется на $2J + 1$ компонент, отстоящих друг от друга на расстоянии $g \mu_B H$. Расщепление спектральных линий определяется расщеплением комбинирующих уровней энергии в магн. поле и *отбора правилом* для магн. квантового числа t : $\Delta m = 0, \pm 1$, причём при квантовых переходах, соответствующих $\Delta m = 0$, получаются π -компоненты, а при $\Delta m = \pm 1$ — σ -компоненты (рис. 3).

Частоты в компоненте спектральной линии с частотой ν_0 определяются фллой:

$$\nu = \frac{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k}{h} = \nu_0 + \frac{\mu_B}{h} (g_i m_i - g_k m_k) = \nu_0 + \Delta\nu,$$

где \mathcal{E}_i , \mathcal{E}_k и g_i , g_k — энергии и множители Ланде комбинирующих уронеи энергии соответственно. При $\Delta m = m_i - m_k = 0$ получим:

$$\Delta\nu = \frac{\mu_B}{h} (g_i - g_k) m_i$$

(π -компонента). При $\Delta m = \pm 1$ —

$$\Delta\nu = \frac{\mu_B}{h} [\pm g_k m_i + g_i (g_i - g_k)]$$

(σ -компонента). В частном случае $g_i = g_k$ получается простая З. э.

Распределение интенсивности I в картине зеэмановского расщепления симметрично относительно ν_0 . Значения интенсивностей I отд. компонент определяют значения Δm и ΔJ :

- при $\Delta J = 0$ и $\Delta m = 0$ $I = C m^2$;
 - при $\Delta J = 0$ и $\Delta m = \pm 1$ $I = 1/2 C (J \mp m)(J \pm m + 1)$;
 - при $\Delta J = 1$ и $\Delta m = 0$ $I = C' (J^2 - m^2)$;
 - при $\Delta J = 1$ и $\Delta m = \pm 1$ $I = 1/2 C' (J \mp m)(J \mp m - 1)$
- (C и C' — константы). Интенсивности I пе зависят от типа связи моментов в атоме. Сумма интенсивностей компонент, возникающих при переходах с уронеи, определяемого значением m_i на уронеи с $m_i - 1$, m_i , $m_i + 1$ не зависит от m_i (правило сумм интенсивностей для З. э.); сумма интенсивностей всех π -компонент равна сумме интенсивностей всех σ -компонент.

Исследование картины зеэмановского расщепления позволяет определять значения J_i и J_k и др. характеристики комбинирующих уронеи энергии, что имеет большое значение для интерпретации атомных спектров.

Рассмотренная картина расщепления получается в том слу-

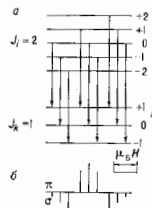


Рис. 3. Расщепление уронеи энергии (а) и спектральной линии (б) в сложном эффекте Зеэмана при $J_i = 2$, $g_i = 7/8$ и $J_k = 1$, $g_k = 3/2$. Стрелками указаны квантовые переходы, разрешенные правилами отбора. Длина пиксиа на рис. б соответствует интенсивности соответствующей компоненты.

чае, когда расщепление под действием внеш. магн. поля мало по сравнению с тонким расщеплением (см. Тонкая структура), т. е. для относительно слабых магн. полей. С возрастанием напряженности внеш. магн. поля характер расщепления меняется — сложный З. э. приближается по своему виду к простому. В очень сильных полях, для k -рых зеэмановское расщепление превосходит тонкое, получается зеэмановский триплет, каждая компонента к-рого имеет тонкую структуру — т. н. Пащенко — Баха эффект (рис. 4). Дополнит. энергия уронеи определяется в этом случае суммой взаимодействий спинного и орбитального магн. моментов (μ_S и μ_L) атома с магн. полем и спин-орбитальным взаимодействием:

$$\Delta \mathcal{E}_{SH} = -\mu_{SH} H, \quad \Delta \mathcal{E}_{LH} = -\mu_{LH} H, \quad \Delta \mathcal{E}_{LS} = A m_L m_S$$

(A — константа, характеризующая спин-орбитальное взаимодействие, зависящая от S и L ; μ_{SH} и μ_{LH} — проекции μ_S и μ_L на направление H , m_S и m_L — соответствующие квантовые числа). В результате получаем:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \mu_B H (m_L + 2m_S) + A m_L m_S.$$

Для получения расщепления спектральных линий нужно учесть правила отбора для квантовых пере-

ходов между комбинирующими уронеями: $\Delta m = 0, \pm 1$.

Наряду с переходами между зеэмановскими подуронеями, принадлежащими разл. уронеи энергии (З. э. на спектральных линиях), можно наблюдать магн. квантовые переходы между зеэмановскими подуронеями одного и того же уронеи. Такие переходы про-

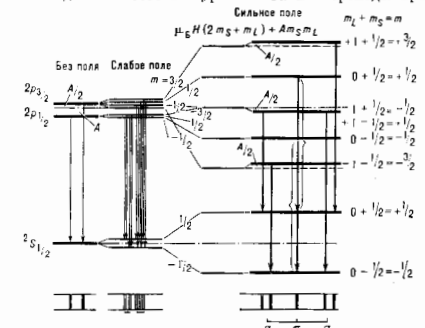


Рис. 4. Изменение картины расщепления уронеи энергии и спектральной линии (внизу) в зависимости от напряженности магнитного поля.

исходят под действием излучения частоты $\nu = (\Delta \mathcal{E}_{m \pm 1} - \Delta \mathcal{E}_m) / h$, к-ран для обычных магн. полей лежит в СВЧ-диапазоне, что приводит к изобрет. поглощению радиоволн, наблюдаемому в парамагн. веществах в вост. магн. поле (см. Электронный парамагнитный резонанс, Магнитный резонанс).

З. э. для молекулярных спектров имеет меньшее значение, т. к. расщепровка электронных переходов молекул производится гл. обр. по вращат. структуре спектров. Кроме того, наблюдение З. э. в полосатых спектрах представляет большие экспериментальные трудности из-за сложности расщепления и близости вращательных линий друг к другу. З. э. в молекулах исследуется методами радиоспектроскопии. В этом случае обычно исследуют молекулы в осн. электронном состоянии, в к-ром большинство молекул не обладает ни орбитальными, ни спинными моментами; небольшой магн. момент молекулы в этом состоянии может быть обусловлен её вращением и магн. моментами ядер. В этих случаях З. э. наблюдается в радиочастотном вращательном спектре. З. э. наблюдается и в спектрах кристаллов, когда они имеют выраженную дискретную структуру. Для кристаллов особенное значение имеет наблюдение обратного З. э. — в спектрах поглощения.

З. э. применяется не только в спектроскопии, но и в устройствах квантовой электроники, в частности для измерения напряженностей слабых магн. полей в лабораторных условиях и в космосе (см. Квантовый магнитометр).

Лит.: Ландсбергер Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976, гл. 31; Е ль ш ев и ч М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Ф р и ш С. Э., Оптические спектры атомов, М.—Л., 1963; М. А. Ельшевич. ЗЕМЛЯ — третья по порядку от Солнца планета Солнечной системы. Ср. расстояние от Солнца 149,6 млн. км (1 а. е.), эксцентриситет орбиты $e = 0,0167$, ср. скорость движения на орбите 29,785 км/с, период обращения на орбите 365,24 ср. солнечных суток. Наклон земной оси к плоскости эклиптики $66^{\circ}33'22''$, период вращения вокруг оси 23 ч 56 мин 4,1 с. Вращение вокруг оси вызывает смену дня и ночи, наклон оси и вращение вокруг Солнца — смену времён года. У пла-

веты 3. имеется спутник — Луна, обращающийся вокруг неё на ср. расстоянии 384 400 км.

Форма 3. — геоид: из-за вращения её фигура близка к эллипсоиду, она сплюснута у полюсов и растянута в экваториальной зоне. Ср. радиус $R_{\oplus} = 6371,032$ км, экваториальный — 6378,160 км, полярный — 6356,777 км (сжатие равно $1/298,25$). Площадь поверхности 510,2 млн. км², объём $1,083 \cdot 10^{12}$ км³, ср. плотность 5518 кг/м³, масса $M_{\oplus} = 5,976 \cdot 10^{24}$ кг. Ускорение свободного падения на экваторе 9,7805 м/с². Отклонение потенциала внеш. гравитат. поля 3. от ньютоновского потенциала мало ($\sim 1/300$). Первый поправочный член к ньютоновскому потенциалу связан с величиной сжатия геоида и равен $1,08270 \cdot 10^{-3}$; отклонение геоида от эллипсоида описывается последующими поправочными членами, величины к-рых на три порядка меньше первого члена. Они содержат информацию о флуктуациях плотности в недрах 3., об отклонении 3. от состояния гидростат. равновесия, различии моментов инерции 3. относительно её гл. осей. Момент инерции 3. относительно оси вращения $I = 8,04 \cdot 10^{37}$ кг·м², безразмерный ср. момент инерции 3. $I^* = I/M_{\oplus} R_{\oplus}^2 = 0,33076$, что указывает на концентрацию массы к центру планеты (за счёт роста плотности с глубиной под действием давления, из-за роста с глубиной концентрации тяжёлых компонентов вещества 3., а также из-за уплотнения вещества в недрах при происходящих там фазовых переходах).

3. обладает магн. полем, имеющим дипольный характер, но на больших высотах ($>3R_{\oplus}$) структура поля значительно сложнее (см. *Магнитосфера Земли*). Магн. полюсы 3. не совпадают с её географ. полюсами; дипольный магн. момент 3., равный $8 \cdot 10^{25}$ единиц СГС, образует с осью вращения 3. угол $11,5^\circ$. Напряжённость геомагн. поля убывает от магн. полюсов к магн. экватору от 0,70 до 0,42 Э. Осн. магн. поле испытывает медленные вековые вариации. С периодом от сотен тыс. лет до неск. десятков млн. лет происходит смена полярности магн. поля 3. Само существование у 3. этого поля объясняется эффектом гидромагнитного димало в её жидком металлы. ядре (см. *Земной магнетизм*).

Согласно сейсмич. данным, недра 3. разделяются на три осн. области: кору, мантию и ядро. Кора отделена от мантии резкой сейсмич. границей, на к-рой скорости сейсмич. продольных волн v_p , поперечных волн v_s и плотность ρ скачкообразно возрастают. Эту границу наз. границей Моховичича (граница Мохо, или М). Осн. типы земной коры — океаническая и континентальная (с учётом слоя воды ~ 10 км) и материковый и толстый (толщина до неск. десятков км в горных районах); в зонах перехода от материка к океану кора имеет промежуточный тип. Эффективная толщина коры принимается равной 35 км. В интервале глубин 35—2885 км расположена силикатная оболочка, или мантия 3. Сейсмич. граница на глубине 2775 км между мантией и ядром 3. была открыта в 1914 Б. Гутенбергом (В. Gutenberg). Эта граница — наиб. резкая граница раздела в недрах 3. Она сильно отражает и преломляет сейсмич. волны. На ней скорость продольных волн (P -волн) скачком падает от 13,6 км/с в мантии до 8,1 км/с в ядре, а скорость поперечных волн (S -волн) уменьшается от 7,3 км/с до нуля. Непрорушение ядром 3. поперечных волн означает, что модуль сдвига ядра равен нулю, т. е. ядро 3. — жидкое. На рис. 1 представлена сейсмич. модель 3., т. е. показан характер изменения скоростей P - и S -волн с глубиной. В соответствии с данными сейсмологии, земные недра разделяются на восемь зон: А, В, С, D (D' и D''), E, F, G. Зона А (0—35 км) — земная кора; зона В (35—400 км) — слой пониженных скоростей сейсмич. волн; зона С (400—1000 км) — зона аномально быстрого возрастания скоростей (переходный слой); зона D разделяется на зону D' (1000—2700 км) — нормаль-

ного возрастания скоростей за счёт увеличения давления — и зону D'' (2700—2885 км) — узкую граничную зону мантии с ядром, характеризующуюся постоянством скоростей сейсмич. волн; зона E (2885—4980 км) — жидкое внеш. ядро; зона F (4980—5120 км) — переходная зона ядра; зона G (5120—6371 км) — твёрдое внутр. ядро 3. Распределение плотности, давления

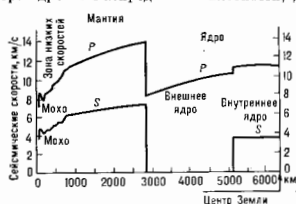


Рис. 1. Сейсмическая модель Земли: изменение скорости сейсмических P - и S -волн с глубиной.

п ускорения свободного падения в 3. представлено на рис. 2. Совр. модели 3. выделяют литосферу у наружную зону, включающую в себя кору и верх. зону мантии приблизительно до глубины 70 км. Литосфера расколота примерно на 40 больших плит, по границам к-рых расположено подавляющее число очагов землетрясений. Под жёсткой литосферой расположен слой повышенной текучести — астеносфера 3. Из-за малой вязкости астеносферы литосферные плиты плавают в астеносферном океане, находясь тем самым в изостатич. равновесии. Астено-

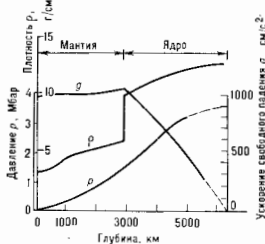


Рис. 2. Распределение плотности ρ , давления P ($1 \text{ Мбар} = 10^{11} \text{ Па}$) и ускорения свободного падения g внутри Земли.

сфера почти совпадает со слоем пониженных скоростей сейсмич. волн, т. к. в ней темп-ры мантийного вещества наиб. близко подходят к темп-рам плавления. Согласно концепции больших горизонтальных иррегулярных литосферных плит и раздвижения океанич. дна [концепция эмбиазимас, А. Вегенер (A. Wegener), 1912], кора 3. создается в рифтовых зонах океанов и, как ленточный конвейер, движущийся со скоростью ≈ 5 см/год, раздвигается, а в глубоководных желобах погружается в мантию. У оси рифта астеносфера ближе всего подходит к поверхности 3., по мере отодвигания литосферной плиты остывает, и на расстоянии $\sim 10^3$ км от рифта толщина её стабилизируется и достигает 70—80 км, на континентах толщина литосферы может достигать 150—200 км. По-видимому, процессы, протекающие в астеносфере, определяют геол. строение земной коры, в ней же расположены и первичные магматич. очаги вулканов.

Оболочечная структура 3. находит естеств. объяснение как следствие дифференциации её вещества под

действием гравитации, в условиях разогрева ядра. Под чехлом метаморфич. и осадочных пород, имеющим перем. мощность, расположена континентальная якоря, состоящая из двух гл. слоёв: гранитного и базальтового. Парацивление полой континентальной коры происходит в настоящее время за счёт магматизма в местах расположения островых и материковых дуг (тепл $\approx 0,5$ км²/год). Океанич. кора имеет базальтовый состав, и вся мантия состоит из ультрабаазитов. В и с п. н. др. (30% массы З.) находится в жидком состоянии и состоит (по совр. представлениям) из смеси серы (12%) и железа (88%). В и т. р. ядро (1,7% массы З.) — железо-никелевый сплав (20% Ni, 80% Fe). В состав З. кроме Fe (34,6%), O (29,5%), Si (15,2%), Mg (12,7%) входят в меньшем кол-ве многие др. хим. элементы, в т. ч. U, Th и K, выделяющие теплоту за счёт радиоакт. распада. Разогрев планеты мог также быть усилен теплотой, аккумулированной при образовании планеты, а также выделявшейся при последующей гравитац. дифференциации вещества З. на силикатную мантию и железное ядро. От поверхности З. к центру возрастает давление, плотность и темп-ра: давление в центре З. $\approx 3,6 \cdot 10^{11}$ Н/м², плотность ок. $12,5 \cdot 10^3$ кг/м³, темп-ра ≈ 5000 °С. Поверхность З. в среднем излучает $(6,3-7,5) \cdot 10^{-2}$ Вт/м² (ирраж. в ИК-диапазоне). По совр. представлениям, теплота из ядр. З. выносится не только посредством теплопроводности, но и конвекцией вещества в недрах. Более того, рождение литосферных плит в рифтовых зонах, последующее их движение и, наконец, погружение в мантию у глубоководных жолобов являются следствием конвекции в верх. мантии, т. е. океанич. литосфера определяется как наружный холодный пограничный слой конвективных ячеек верх. мантии. Эти представления развиваются теорией, рассматривающей тектонич. движение плит, или новой глобальной тектоникой (НТГ).

В результате дифференциации вещества в недрах З. и его дегазации возникли также и др. атмосфера в атмосфере. Общая масса совр. атмосферы $\approx 5,15 \cdot 10^{18}$ кг, она содержит азот ($\approx 78,08\%$ по объёму), кислород ($\approx 20,95\%$), а также водяной пар, углекислый газ и др. газы (см. Атмосфера Земли).

Макс. темп-ра поверхности суши $57-58$ °С (в пустынях Африки), минимальная ок. -90 °С (в Антарктиде). Мировой океан занимает большую часть поверхности З. (361,1 млн. км²; $\approx 70,8\%$), его ср. глубина ок. 3800 м, наиб. — 11 022 м (Марьянские впадины в Тихом океане), объём воды 1370 млн. км³, ср. солёность 35 г/л. Поверхность суши составляет 149,1 млн. км² ($\approx 29,2\%$). Суша поднимается над уровнем Мирового океана в среднем на 875 м (наиб. высота 8848 м — вершина Джомолунгма в Гималаях).

По совр. космогонии, представлениям, З. образовалась ок. 4,6 млрд. лет назад в протопланетном облаке. Абс. возраст наиб. древних горных пород составляет свыше 3,75 млрд. лет. Геол. история З. делится на два этапа: докембрий, длившийся ок. 3 млрд. лет, и фанерозой — последние 570 млн. лет. Ок. 3,5—3,8 млрд. лет назад на З. создались условия (температурные, хим. и др.), благоприятные для зарождения жизни, началось развитие биосферы, оказавшее значит. влияние на состав атмосферы, гидросферы и осадочных пород. Имеются указания на возможное влияние ивещ. (космич.) факторов на развитие жизни на З. Исследования морских отложений свидетельствуют о периодах, массовых вымираниях мн. видов животных и растений в среднем каждые 30 млн. лет. Слои с возраст. в 65 и 230 млн. лет сильно обогащены редкими для З. элементами: Ir и др. Эти же эпохи совпадают с двумя наиб. сильными биол. катастрофами. Возможно они были вызваны столкновениями З. с кометами или др. малыми телами Солнечной системы. Производств. деятельность человечества в 20 в. по своему влиянию на биосферу оказалась сопоставимой с воз-

действием глобальных природных факторов, поэтому проблемы взаимоотношений человеческого общества с природой (проблемы экологии и человека) выдвинулись в науке и в практике деятельности человечества на первый план.

Лит.: Джек Фрэнсис Г., Земля, ее происхождение, история и строение, пер. с англ., М., 1960; Ботт М., Внутреннее строение Земли, пер. с англ., М., 1974; Жаров В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983; Брайан Д. Дж., Массет А., Неогустунья Земля, пер. с англ., М., 1984; Lewis J. S., Prinn R. G., Planets and their atmospheres. Orlando — la. o., 1984. А. В. Козьков.

ЗЕМЛЯ ВОЛНА — радиоволна, распространяющаяся в однородной атмосфере вблизи поверхности Земли. В формировании З. в. важную роль играет область поверхности Земли, существующая для отражения. Это область первых волн Френеля, образующихся при пересечении с поверхностью Земли эллипсоидов вращения (с общими фокусами в точках залучения А и приёма В), определяемых ур-нем $k(r-\rho) = kR + \pi n/2$ (R — расстояние между А и В; r и ρ — расстояния от А и В до текущей точки; $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны, $m = 1, 2, \dots$).

Для З. в. можно выделить три осн. области: область прямой видимости, область вблизи горизонта и область глубокой тени, где распространение радиоволн возможно только за счёт дифракции.

Первое приближённое решение в виде ядро сходящегося ряда было получено Дж. Ватсоном (G. Watson) в 1918. Полное решение задачи о волне, дифрагирующей на поверхности сферы, принадлежит В. А. Фоку (1945). Дифракц. ф-ла Фока для амплитуды З. в. и такова:

$$u = V(R_0\theta)^{-1} \exp(ikR_0\theta), \quad (1)$$

где V — ф-ция ослабления, определяемая выражением

$$V = 2 \sqrt{\frac{ix}{\pi}} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\exp(ikx\alpha_s) w(s-V_A)}{i s - \alpha_s} \frac{w(s-V_B)}{w(s)} \quad (2)$$

Здесь $\alpha_s = R_0\theta (k/2R_0^2)^{1/2} s$ — отнosit. расстояние; $u_A, u_B = khA, B(2k/R_0)^{1/2}$ — отнosit. высоты передающей и приёмной антенн; $q = ie^{-1/2}(kR_0/2)^{1/2}$ — параметр, учитывающий элктрич. свойства поверхности Земли; e — диэлектрич. проницаемость; $w(t) = \text{Зарп функция}$; $i s_0$ — корни ур-ния $w'(t) - qw(t) = 0$; R_0 — радиус Земли (рис.).

В области геом. тени, где ряд (2) довольно быстро сходится,

$$u \sim (R_0\theta)^{-1/2} \exp[ikR_0\theta - \alpha(kR_0)^{1/2} \theta]$$

(α — постоянная), т. е. за горизонтом поле экспоненциально уменьшается с расстоянием $D = R_0\theta$.

Вблизи горизонта, в области полутени [$\sin \psi \ll (kR_0)^{-1/2}$], выражение для З. в. соответствует дифракции Френеля на краю плоского экрана, а в непосредств. окрестности горизонта, когда $|(kR_0)^{1/2} \sin \psi| \ll 1$, ф-ция ослабления не зависит от расстояния.

В «освещённой» части пространства поле у складывается из падающего и отражённого полей и описывается интерференц. ф-лой:

$$u = R^{-1} \exp(ikR) + fR^{-1} \exp(ikR) \times \times [1 + h_A h_B R^2 / R_0 (h_A + h_B)^2]^{-1/2}. \quad (3)$$

Здесь f — коэф. отражения Френеля, $R = r_0 + \rho$, остальные обозначения приведены на рис.

З. в. обеспечивает загоризонтное распространение радиоволн ДВ-диапазона.

Лит.: Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн вдоль земной поверхности, М., 1961; Фок В. А., Проблемы дифракции и интерференции электромагнитных волн, М., 1970; Введенский Б. А., Распространение ультраникоротких радиоволн, М., 1973. В. П. Урядов.

ЗЕМНОЙ МАГНЕТИЗМ (геомагнетизм) — раздел геофизики, изучающий магнитное поле Земли (МПЗ), его распределение на земной поверхности, пространств. структуру (*магнитосферу Земли*, радиан. пояса), его взаимодействие с межпланетным магн. полем, вопросы его происхождения.

Магнитное поле Земли имеет постоянную составляющую — осн. поле (вклад его ~ 99%) и переменную (~ 1%). Осн. МПЗ по форме близко к полю диполя, центр к-рого смещён относительно центра Земли, а ось наклонена к оси вращения Земли на $11,5^\circ$, так что геомагн. полюса отстоят от географич. на $11,5^\circ$, причём в северном полушарии находится южный магн. полюс (вектор магн. индукции направлен вниз). Величина магн. момента диполя в наст. время составляет $8,3 \cdot 10^{22}$ А·м². Ср. величина магн. индукции вблизи земной поверхности равна $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ Тл. На приближённость геомагн. поля убывает от магн. полюсов к магн. экватору от $55,7$ до $33,4$ А/м (от $0,70$ до $0,42$ Э). Отклонения от поля диполя, имеющие на поверхности Земли характерный размер $\sim 10^4$ км и величину в макс. до 10^{-8} Тл, образуют т. н. мировые магн. аномалии (напр., Бразильская, Сибирская, Канадская). Осн. МПЗ испытывает лишь медленные изменения во времени (т. н. вековые вариации, ВВ) с периодом от 10 до 10^4 лет, причём имеется чётко выраженный их полусовый характер $10-20$, $60-100$, $600-1200$ и 8000 лет. Главный период — ок. 8000 лет — характеризуется изменением дипольного момента в $1,5-2$ раза. В ходе ВВ мировые аномалии движутся, расширяются и возникают вновь. В низких географич. широтах хорошо выражен западный дрейф МПЗ со скоростью $\sim 0,2^\circ$ в год. В результате ВВ геомагн. полюс прецессирует относительно географич. с периодом ~ 1200 лет.

Сведения о распределении МПЗ и о ВВ получены из прямых измерений величины и направления МПЗ, к-рые начаты с 19 в., навигат. измерений магн. склонения (угла между направлением стрелки компаса и географич. меридианом в точке измерения) в $15-20$ в. и из археомагн. и палеомагн. данных. МПЗ измеряется с помощью *магнитометров* наземными стационарными магн. observatoryями, а также проводится магн. съёмки — морские, на самолётах, ракетах и ИСЗ. В совр. 3. м. выделялись два новых направления — археомагнетизм и палеомагнетизм, к-рые дали возможность изучить ВВ и обнаружить переполюсовку МПЗ.

Археомагнетизм — раздел 3. м., изучающий величину и направление МПЗ, существовавшего в момент обжига керамики, кирпичной, террицы, пода оягов и др. предметов человеческой деятельности, изготовленных из материалов, содержащих высокоокислительные ферриты. Минералы на основе окислов железа. При остывании от температур выше *Кюри точки* минералы приобретают незначительную, но весьма стабильную термоостающую намагниченность. Вместе с данными о времени обжига (история, сведения или радиоуглеродный метод) величина и направление этой намагниченности позволяют восстановить пространственно-временную структуру МПЗ за $8-10$ тыс. лет.

Палеомагнетология — раздел 3. м., изучающий величину и направление древнего МПЗ по намагниченности осадочных горных пород, содержащих ферриты. минералы. Изучение палеомагн. методами показало, что МПЗ существовало, по крайней мере, $2,5$ млрд. лет тому назад (возраст Земли $\approx 4,6$ млрд. лет) и имело величину, близкую к современной. Среднее за 10^4-10^6 лет положение геомагн. полюсов совпадает с географическим. Характеристики геомагн. поля сохраняются неизменными в течение 10^6-10^7 лет, потом МПЗ неожиданно уменьшается в $3-10$ раз, и в этот относительно короткий (10^3-10^4 лет) переходный период может изменяться знак магн. поля (инверсия). Через нек-рое время величина МПЗ снова достигает

нормального уровня и опять сохраняется достаточно долго (10^4-10^6 лет). При пониж. значении поля в переходный период может произойти одна, неск. (2-3) или ни одной инверсии. Моменты наступления переходных периодов распределены во времени случайно — вероятность их наступления описывается законом Пуассона. За последние ~ 30 млн. лет ср. время между инверсиями составляет ~ 150 000 лет; однако эта величина может меняться в значит. пределах: на протяжении последних 500 млн. лет она менялась на порядки с периодом ~ 200 млн. лет.

Палеомагн. измерения направления магн. поля на континентах позволили определить, на какой географич. широте располагался данный континент в момент образования изучаемой горной породы. Эти данные подтвердили гипотезу о дрейфе континентов.

Кроме мировых аномалий, в распределении геомагн. поля на поверхности наблюдаются местные аномалии и, связанные с намагниченностью горных пород, слагающих земную кору. Почти все горные породы содержат нек-рое количество ферритов. минералов на основе окислов железа, к-рые намагничиваются в МПЗ и создают аномалии. Размеры этих аномалий лежат в пределах от единиц до сотен км, их величина в среднем для всей поверхности Земли составляет $2 \cdot 10^{-7}$ Тл, но в отд. исключит. случаях достигает 10^{-6} Тл (Курская магн. аномалия). Изучение аномалий магн. поля имеет важное значение для поисков полезных ископаемых и изучения глубинного строения земной коры до глубины $20-50$ км (температура более глубоких слоёв превышает точку Кюри всех ферритов. минералов).

Пространственная структура геомагнитного поля. МПЗ имеет пространств. распределение вокруг Земли, формируемое совместно с *солнечным ветром* магнитосферу — многосвязную систему электрич. и магн. полей и потоков заряд. частиц. Магнитосфера не симметрична относительно дневной и ночной стороны: магн. поле с дневной стороны сжато солнечным ветром до расстояния $\sim 10R_3$ (R_3 — радиус Земли) и имеет вытянутый «хвост» с ночной стороны на многие млн. км. Линия магн. поля в магнитосфере делится на замкнутые ($\leq 3R_3$), близкие к линиям магн. диполя, и открытые, уходящие в хвост магнитосферы. Замкнутые линии магн. поля Земли являются *геомагнитной ловушкой* для заряд. частиц, образующих *радиационные пояса* Земли.

Электрич. токи, протекающие в ионосфере и магнитосфере, создают перем. компоненту магн. поля Земли (ПКМП), не превышающую по величине 10^{-7} Тл. Она испытывает временные вариации (с периодом от неск. секунд до неск. дней), к-рые делится на спокойные и возмущённые. Спокойные вариации связаны с суточным вращением Земли и её движением по орбите. Разогрев ионосферы и увеличение ионизации на дневной стороне приводят к возникновению устойчивых ионосферных ветров, т. е. движению электропроводящей среды в МПЗ. Генерируемые при этом движении электрич. токи создают спокойные суточные вариации ПКМП, а их изменение в течение года — сезонные вариации. Возмущённые вариации связаны с нерегулярными процессами в магнитосфере, возникающими при обтекании МПЗ солнечным ветром. Нерегулярности солнечного ветра, создаваемые активными процессами на Солнце, приводят к резким и значит. перестройкам магнитосферы, что на поверхности Земли проявляется в виде ряда вариаций ПКМП — ионосфер. бурь, магн. бурь и т. п. Величина и характер *магнитных вариаций* зависит как от характеристик солнечного ветра (скорости и плотности частиц, направления вносороженного межпланетного магн. поля — ММП), так и от магнитогидродинамич. процессов, происходящих в ради. структурных особенностях магнитосферы. Во время магн. бурь ПКМП может изменяться до 10^{-6} Тл,

что существование влият на показания компаса в высоких широтах. Изучение ПКМП позволяет взаимными методами диагностировать параметры солнечного ветра и процессы в ионосфере и магнитосфере Земли. Напр., протекание спокойной суточной вариации ПКМП в полярной зоне зависит от направления ММП, и с изменением направления (определением секторной структуры ММП) форма вариации резко меняется. Этот эффект позволил подробно изучить направление ММП за много десятилетий до первых непосредственных измерений, выполненных на высококоштных ИСЗ.

Диагностика магнитосферных и ионосферных процессов имеет важное значение для определения условий распространения радиоволн, радиол. опасности на высотах полёта ИСЗ и т. п. Нек-рые вариации ПКМП могут оказывать влияние на живые организмы; предпологается нек-рое влияние ПКМП на атм. процессы и формирование погоды.

Магнитные поля планет Солнечной системы также являются в наст. время предметом изучения З. м. Прямые измерения магн. полей планет космич. аппаратами, а также изучение нек-рых типов радиационного излучения планет-гигантов (Юпитера и Сатурна) показали наличие у этих планет собственного магнитного поля. Магнитные поля на поверхности Марса и Меркурия достигают 10^{-7} Тл, на поверхности Юпитера — $1.4 \cdot 10^{-3}$ Тл, Сатурна — $2 \cdot 10^{-4}$ Тл. Венера и Луна не обладают измеримым магнитным полем, хотя изучение намагничённости наиболее древних пород Луны свидетельствует о вероятности существования такого поля на раннем этапе её истории. Заметной остаточной намагничённостью обладают также метеориты всех типов.

Генерация МПЗ. Вопрос происхождения МПЗ долгое время оставался предметом острого интереса исследователей. Последовательно были изучены и отброшены, как несостоятельные, гипотезы о его ферромагн. природе (в связи с наличием высоких темп-р в недрах Земли); о разделении электрич. зарядов в теле Земли, вращающихся вместе с платой (любые силы, способствующие разделению зарядов, на много порядков меньше кулоновских сил притяжения, препятствующих такому разделению); о токах, вызываемых термомозд в неравномерно нагретой Земле (перiodы вековых вариаций МПЗ на много порядков меньше характерных времён перестройки теплового поля). Всем экспериментальным фактам удовлетворяет лишь теория генерации МПЗ (в др. планет) конвективными движениями электропроводящего вещества в жидком ядре нашей планеты — теория *гидромагнитного динамо*. Характерные времена гидродинамич. процессов в жидком ядре Земли получены по независимым данным о вековых вариациях скорости суточного вращения Земли, связанных с перераспределением момента вращения между мантией и ядром Земли в связи с нерегулярностью турбулентной конвекции вещества в ядре. Найдены системы движения электропроводной жидкости, к-рые могут работать как динамо-машина с самовозбуждением. Построены экспериментальные модели, состоящие из быстро вращающихся цилиндров в электропроводящей жидкости, к-рые самовозбуждались и генерировали собственное магн. поле за счёт энергии вращения. Однако конкретная матем. модели гидромагн. динамо для Земли пока не построено. Затруднения связаны как с недостатком сведений об источниках энергии, возбуждающих конвективное движение в ядре Земли, так и с матем. трудностями решения полной системы ур-ий *магнитной гидродинамики*.

Лит.: Стейсис Ф. Д., Физика Земли, пер. с англ., М., 1972; Яновский Б. М., Земной магнетизм, Л., 1978. (В. П. Голосков.)

ЗЕМНЫЕ ТОКИ (теллурические токи) (от лат. tellus, род. п. telluris — Земля) — естеств. электрич. токи,

протекающие в поверхностных (твёрдой и жидкой) оболочках Земли. Естеств. электрич. поля могут быть разл. природы: электростатич., фильтрационные, диффузионные, грозового, ионосферного, гидродинамич. происхождения и т. д. Если при этом имеются условия для циркуляции зарядов, то возникают З. т. и магн. поля. З. т. глобального масштаба и постоянные во времени в поверхностных слоях не обнаружены. Т. о., аналогии между осн. магн. полем Земли (см. *Земной магнетизм*) и её электрич. полем нет. При изучении З. т. регистрируется разность потенциалов между двумя точками земной поверхности. Обычно используются кабельные линии с неполяризующимися электродами на кодах. Для регистрации применяют гальванометры, самопишущие милливольтметры, электроразветвочные осциллографы.

В совр. геофизике под З. т. подразумевают прежде всего индукц. токи, обусловленные *магнитными вариациями* разл. типов, источниками к-рых расположены в ионосфере и магнитосфере Земли. Плотности таких токов в силу разнообразия пород, составляющих Землю, варьируют в широких пределах: от 10^{-4} до 10^{-9} А/м². З. т. являются частью общего эл.-магн. (магнитотеллурич.) поля Земли.

Спектр магнитотеллурич. вариаций широк. Периоды пульсации составляют от единиц до десятков секунд, амплитуды изменений напряжённости электрич. поля — от десятых долей до единиц мкВ/м, магнитного — от десятых долей до единиц нТл. Слоистые солнечно-суточные вариации имеют амплитуду порядка единиц мкВ/м и десятков нТл. У т. п. бурнообразных возмущений периоды составляют десятки минут, амплитуды — десятки мкВ/м и нТл. У суббурь периоды — десятки — сотни минут, амплитуды — десятки — сотни мкВ/м и нТл. У мировых магн. бурь: периоды — часы — неск. суток, амплитуды — десятки — сотни мкВ/м и нТл.

Для описания магнитотеллурич. поля используются модель эл.-магн. волны, падающей или вертикально, или наклонно на поверхность от источника, находящегося в *ионосфере* и *магнитосфере* Земли (в этих областях происходят плазменные процессы, сопровождающиеся выделением значит. кол-ва эл.-магн. энергии; см. *Солнечно-земные связи*). Длина распространяющейся в атмосфере волны значительно превышает диаметр Земли, т. е. магнитотеллурич. поле — квазистатическое. Оно в большинстве случаев не похоже на однородное поле, т. к. имеет чётко локализованные источники.

В 70—80-е гг. 20 в. был развит т. н. дирекционный анализ данных магнитотеллурич. наблюдений, представляющих собой регистрацию естеств. эл.-магн. полей на поверхности Земли в ультраширокополосном диапазоне, имеющем верх. границу ок. 3 Гц. Дирекционный анализ основывается на модели распространения плоской неоднородной эл.-магн. волны вдоль поверхности Земли. При этом принимается, что распространение земных пород — слоистое. С помощью дирекционного анализа удаётся в ряде случаев определить характеристики источника возмущений и дать геолого-геофиз. интерпретацию слоистым участкам земной коры и мантии.

В распределении магнитотеллурич. поля существенную роль играет *скин-эффект*. Глубина проникновения плоской эл.-магн. волны в Землю увеличивается с ростом периода колебаний. Напр., суточные колебания проникают до глубины в нервные сотни километров. Комплексное сопротивление, к-рое Земля оказывает индукционному в ней электрич. току, характеризуется входным импедансом. Импеданс является ф-цией частоты и в случае неоднородных волн зависит от квадрата горизонтального компонента волнового вектора. Определяется импеданс по отношению взаимно ортогональных электрич. и магн. компонентов магнитотеллурич. поля. Интенсивность теллурич. то-

ков зависит от мощности источника и величины импеданса.

Отмеченные особенности распространения эл.-магн. волн в Земле лежат в основе магнитотеллурич. методов геофиз. разведки — магнитотеллурич. зондирования и профилирования, метода теллурич. токов. Эти методы используются для изучения внутр. электропроводности Земли, в разведочной геофизике — для поисков полезных ископаемых: нефти, газа, рудных месторождений. Разность потенциалов теллурич. поля на расстояниях в тысячи км может достигать во время магн. бурь неск. кВ. Поэтому интенсивность З. т. учитывают при проектировании и эксплуатации подземных и подводных коммуникаций большой протяженности.

Морская вода — хороший проводник. Поэтому плотность морских токов в сотни раз больше сухопутных. В крупномасштабных океанских течениях электрич. поля достигают десятков мкВ/м, магнитные — десятков нТл. Морские токи создают немалы, к-рые необходимо учитывать при эксплуатации разл. приборов в морях и океанах. Намечаются пути использования морских токов в океанографии, при эл.-магн. зондирования дна океана, выясняется действие морских токов на ихтиофауну.

Лит.: Краев А. П., Основы геоэлектрики, 2 изд., Л., 1965; Сочельников В. В., Основы теории естественного электромагнитного поля в море, Л., 1979; Вайсман Л. Л., Бутикоян А. И., Магнитотеллурические зондирования слоистых сред, М., 1980; Чеганов Д. Н., Двухмерный анализ магнитотеллурических наблюдений, М., 1985.

Г. А. Фонарьба.

ЗЕРКАЛО оптическое — оптич. деталь (выполненная из стекла, металла, ситалла или пластмассы), одна из поверхностей к-рой обладает правильной формой, покрыта отражающим слоем и имеет шероховатость, не большую сотых долей длины волны света. В зависимости от тина покрытия различают З. металл и зернованные, в к-рых отражающее покрытие выполнено из алюминия, серебра, золота и др. металлов, и З. диэлектрические с отражающим покрытием, образованным чередованием тонких слоев диэлектриков, напр. сернистого цинка, трисернистого цинка и т. д. Действие последних основано на явлении *интерференции света*, возникающей в тонких слоях (см. *Оптика тонких слоев*). Вследствие этого диэлектрич. З. обладают ярко выраженной селективностью — способностью отражать свет узкого спектрального диапазона, а также поляризацией.

Качество З. тем выше, чем ближе форма его поверхности к математически правильной (сферич., цилиндрич., параболической и т. д.). Широко применяют также плоские З., к-рые служат для изменения направления световых лучей в соответствии с законом отражения от плоской поверхности. Положение изображения, даваемого З., может быть получено из общих законов *геометрической оптики*. Если отражающая поверхность обладает осью симметрии, то положение предмета и его изображения связано с радиусом кривизны r у вершины O (рис. 1) соотношением: $1/s + 1/s' = 2/r$, где s — расстояние от вершины O до предмета A , s' — расстояние до изображения A' . Эта ф-ла строго выполняется в парааксиальной области, т. е. при бесконечно малых углах лучей, образуемых с осью Z . Бесконечно малый отрезок прямой длиной l , перпендикулярной оси, изображается отрезком прямой l' , также перпендикулярной оси, причём $l' = ls'/s$. Если предмет находится на бесконечности, то s равно фокусному расстоянию Z : $s' = f' = r/2$. Фокальная плоскость находится на расстоянии $r/2$ от вершины Z . Зеркала обладают всеми абберациями, свойственными обычным оптич. системам (см. *Абберации оптических систем*), за исключением хроматических. Последнее обстоятельство делает особенно ценным применение З. в астр. телескопах, в монократорах (особенно ИК) и др. приборах.

Приведём выражение для абберации в изображении бесконечно удаленного точечного источника, полученного с помощью одиночного З. Если меридиональный луч образует с осью Z угол w (рис. 2), то расстояние FA' между осью и точкой A' пересечения лучом фо-

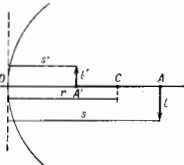


Рис. 1.

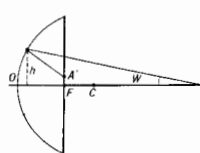


Рис. 2.

кальной плоскости $FA' = f' \operatorname{tg} w + z$, где z — поперечная абберация, определенная ур-нием:

$$\begin{aligned} 8 \frac{z}{r^2} = & -\omega^2(1-e^2) + 6\omega^2 w \left[1 + \frac{x}{r}(e^2 - 1) \right] - \\ & - 4\omega^4 w^2 \left[3 \left(1 - \frac{x}{r} \right)^2 - 1 - 3e^2 \frac{x^2}{r^2} \right] - \\ & - \omega^2 \frac{8x}{r} \left[\left(1 - \frac{x}{r} \right) \left(2 - \frac{x}{r} \right) - e^2 \frac{x^2}{r^2} \right], \quad (*) \end{aligned}$$

где x — расстояние от вершины Z до входного зрачка, $\omega' = h/f'$, e — эксцентриситет меридионального сечения поверхности Z . Все величины на рис. 2 положительны. Первый член в ур-нии (*), пропорциональный ω'^2 , описывает *сферическую абберацию*, второй — *кому*, третий определяет *астигматизм* и *кривизну поля изображений*, четвёртый — *дисторсию*.

Для Z , применяемых в телескопах, центр входного зрачка совпадает с вершиной O Z . ($x=0$), тогда ф-ла (*) принимает вид

$$8 \frac{z}{r^2} = -\omega^2(1-e^2) - 6\omega^2 w - 8\omega^4 w^2.$$

Для сферич. Z . ($e=0$)

$$\frac{z}{r^2} = -\frac{1}{8} \omega^2 + \frac{3}{4} \omega^2 w - \omega^4 w^2.$$

Для параболич. Z . ($e=1$)

$$\frac{z}{r^2} = \frac{3}{4} \omega^2 w - \omega^4 w^2,$$

т. е. сферич. абберация отсутствует.

Из ф-лы (*) также вытекает известное свойство сферич. Z , центр входного зрачка к-рого совпадает с центром, кривизны Z , а именно, у него отсутствуют все абберации, кроме сферической и кривизны поля изображения. Действительно, при $x=r$ и $e=0$ ф-ла (*) принимает вид

$$8 \frac{z}{r^2} = -\omega^2 - 4\omega^4 w^2.$$

Этим свойством пользуются в зеркально-линзовом телескопе, состоящем из сферич. Z и коррекционной линстики, помещённой во входном зрачке для исправления сферич. абберации Z . Эллипсоидальные Z применяются в тех случаях, когда следует безабберационно изобразить точку оси, находящуюся на конечном расстоянии от Z , в др. точку оси. Обе точки являются фокусами эллипсоидальной поверхности. Тем же свойством обладают гиперболоидальные поверхности для случая, когда одна из точек мнимая, как это происходит, напр., в системе телескопа Кассегрена. В проекторах и зеркально-линзовых оптич. системах применяют также Z , представляющие собой линзы, задняя сторона к-рых является отражающей. Z широко используют в оптич. *интерферометрах*, а также в *оптических резонаторах лазеров*.

3. можно иметь высокий коэффициент отражения. Большие коэф. отражения обладают металлы. поверхности: алюминисые в диапазонах УФ, видимом и ИК, серебряные — в видимом и ИК, золотые — в ИК. Отражение от любого металла сильно зависит от длины волны света λ : с её увеличением коэф. отражения возрастает для нек-рых металлов до 99% и более.

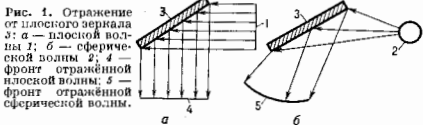
Коэф. отражения у диэлектриков значительно меньше, чем у металлов, напр. стекло с показателем преломления $n=1,5$ отражает всего 4% (подробнее см. в ст. *Отражение света*). Однако, используя *интерференцию света* в многослойных комбинациях прозрачных диэлектриков, можно получить отражающие поверхности (в относительно узкой области спектра) с коэф. отражения более 99% не только в видимом диапазоне, но и в УФ, что невозможно с металлами. поверхности.

Наиб. распространённый способ изготовления 3. — нанесение отражающих металлич. или диэлектрич. покрытий на полированную стеклянную поверхность катодным распылением или инаернением в вакууме.

В последнее десятилетие разрабатываются способы изготовления больших параболических зеркал (для телескопов) из отд. малых зеркал, положение к-рых автоматически регулируется т. о., чтобы отражённый ими свет звезды собирался в одну точку (см. *Авантюсная оптика*). Это возможно в значит. степени компенсировать искажения, производимые турбулентцией в атмосфере.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 2, М., — И., 1952; Макс ут в Д. Д., Астрономическая оптика, 2 изд., Л., 1979; Современный телескоп, М., 1968; Пейсахсон И. В., Оптика спектральных приборов, Л., 1970. Г. Г. Саварев.

ЗЕРКАЛО АКУСТИЧЕСКОЕ — гладкая поверхность, линейные размеры к-рой велики по сравнению с длиной волны λ падающего звука и от к-рой происходит



регулярное отражение звуковых волн. Поверхность 3. а. считается достаточно гладкой, если шероховатости её не превосходят величины $\lambda/20$. Свойства 3. а. определяются коэф. отражения материала, из к-рого оно изготовлено, и формой его поверхности. Коэф. отражения материала 3. а. влияет на энергию отражённой волны, а форма определяет вид отражённой волны (плоской, сферич., цилиндрич.).

3. а. применяют гл. обр. для изменения направления распространения волн. Плоское 3. а. изменяет

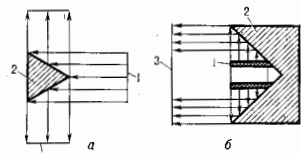


Рис. 2. Отражение волн от конического зеркала.

только направление распространения волны без изменения её вида: плоская волна остаётся плоской (рис. 1), а сферическая — сферической. Конич. 3. а. изменяет не только направление распространения, но и форму фронта отражённой волны: плоская волна 1

(рис. 2, а), отражаясь от вогн. 3. а. 2, превращается в цилиндрич. волну 3, а цилиндрич. волна 1 (рис. 2, б), отражаясь от внутр. поверхности конуса 2, — в плоскую волну 3. Параболическое 3. а. 1 (рис. 3, а) изменяет направление и вид плоской волны 2, превращая её в сходящуюся сферич. волну 3, а эллипсоидное 1

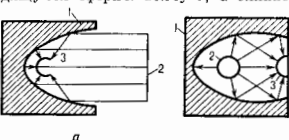


Рис. 3. Отражение волн: а — от параболического зеркала; б — от эллипсоидного зеркала.

(рис. 3, б) изменяет только направление распространения волны, преобразуя расходящуюся сферич. волну 2 в сходящуюся в др. фокусе сферич. волну 3. 3. а. применяются гл. обр. в акустич. рефлекторах и *концентраторах*.

И. Н. Каневский,

ЗЕРКАЛЬНАЯ АНТЕННА — антенна, в которой формирование диаграммы направленности осуществляется с помощью зеркально отражающих поверхностей. Появление 3. а. восходит к классич. экспериментам Г. Герца (H. Hertz), применённого в 1888 на параболич. цилиндрич. зеркало для фокусировки радиоволн в дециметровом диапазоне. Это устройство является прототипом совр. 3. а., состоящей из системы зеркал (в простейшем варианте — из одиночного зеркала) и системы облучателей (в простейшем случае — одиночного облучателя, расположенного в фокусе). Прямые и передающие 3. а. обычно не имеют конструктивных отличий, более того, в радиолокац. системах часто одну и ту же 3. а. используют в качестве передающей и приёмной, поэтому термины «облучатель» условны, это может быть также и входной узел приёмного тракта. Используют зеркала разл. форм: параболич., эллиптич., гиперболич., сферич., плоские, встречающиеся отражатели в виде параболич. цилиндра, параболич. тора и т. п. (рис. 1).

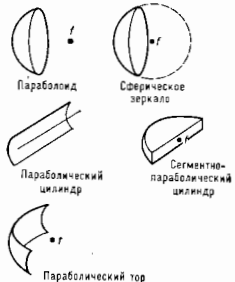


Рис. 1. Отражатели зеркальных антенн.

Наиб. распространены односторонние антенны, облучаемые из фокуса f с помощью «первичного» облучателя, напр. диполя или рупора, подключённого к линии передачи или волноводу (в приёмной 3. а. — к детектору). В простейших многосторонних антеннах применяют комбинации из параболич. зеркала и конфокального с ним зеркально отражающего гиперболического или эллипсоидного, фокусирующего излучение на поверхности гл. параболического (рис. 2), куда и помещают первичный излучатель. Расчёт характеристик 3. а. обычно осуществляют в два этапа: сначала в приближении геом. оптики качественно определяют конфигурации осн. элементов 3. а. и их взаимное расположение; затем оценивают дифракц. эффекты, связанные с конечностью отношения длины волны излучения λ к характерным размерам 3. а. L , а также с искажениями поля на резких краях зеркал, с нецелостностью диаграммы направленности первичного облучателя, её поляризац. особенностями и т. н. Обычно $L \gg \lambda$, что оправдывает применение разл. асимптотич. методов

теории дифракции. Неровности поверхности З. а. не должны превышать величин $\lambda/20$; обычно для изготовления зеркал используют лёгкие металлич. листы или сетки.

С помощью З. а. формируют весьма узкие диаграммы направленности с незначит. величиной боковых лепестков.

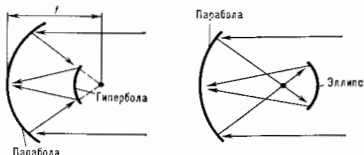


Рис. 2. Двухзеркальные антенны: сверху — антенна Кассегрена, внизу — антенна Грегори.

ков. Это обстоятельство, а также простота осуществления механизма и электрич. сканирования диаграммы направленности при слабой зависимости её характеристик от частоты (что обеспечивает широкополосность З. а.) обусловили применение З. а. в радиолокации, в технике связи (в т. ч. и космич.), в радиоастрономии. При этом существенна возможность преродного понижения шумовой температуры. К таким «малошумящим» З. а. относятся, в частности, антенна перемещаемого профиля, перископич. антенны, рупорно-параболические и др. З. а. используют в качестве антенн радиотелескопов, а также в качестве осн. элементов в радиоинтерферометрах и системах апертурного синтеза.

Лит. см. при ст. Антенны. М. А. Миллер, Н. М. Пейтман. **ЗЕРКАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ** в физике частиц и — симметрия относительно пространственной инверсии. Нарушается в процессах слабого взаимодействия.

ЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ — направленное (или регулярное) отражение светового луча от гладкой плоской поверхности, при к-ром выполняются осн. законы отражения света. З. о. происходит, если высота h микронеровностей отражающей поверхности намного меньше длины световой волны λ . Практически весь свет (>99%) отражается зеркально, если $h < 0,01 \lambda$. Поверхность, отражающая свет диффузно в видимой области спектра, в более длинноволновой ИК-области отражает зеркально. Спектральный состав, интенсивность и фаза эл.-магн. волны зеркально отражённого света зависят от условий освещения (угол падения, апертура пучка и др.), оптич. свойств вещества и состояния отражающей поверхности.

Лит. см. при ст. Отражение света. В. М. Золотарёв. **ЗЕРКАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ ПРАВИЛО** (Лёвшина правило) люминесценции и — правило взаимного расположения линий поглощения и люминесценции. См. в ст. Степенова универсальное соотношение. **ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВАЯ СИСТЕМА** — оптич. система, содержащая преломляющие (линзы) и отражающие

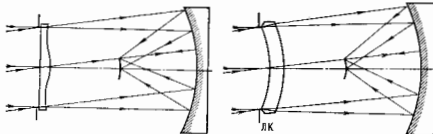


Рис. 1.

Рис. 2.

(зеркала) поверхности. В нек-рых З.-л. с. зеркала выполняют чисто конструктивные функции (меняют направление светового пучка, уменьшают габариты яратора и т. п.), не влияя на качество изображения. В других случаях зеркала играют осн. роль в образо-

вании изображений, а линзы служат гл. обр. для исправления aberrаций.

Сочетание aberrаций, свойств зеркальных и линзовых элементов в З.-л. с. позволяет получить необходимое качество изображения при меньшем количестве оптич. деталей, чем в линзовых или зеркальных системах. Примером оптимального построения З.-л. с. является объектив Шмида (рис. 1), в к-ром сферическая aberrация вогнутого сферич. зеркала компенсируется стеклянной корекц. пластиной, у к-рой одна или обе преломляющие поверхности асферизованы. Оптич. сила пластины равна нулю (пластина афокальна), что обеспечивает устранение хроматических aberrаций. В объективе Д. Д. Макусова сферич. aberrация зеркала убирается сферич. менисковой компенсирующей линзой ЛК (рис. 2) с исправленной хроматич. aberrацией положения. В этих объективах апертурная диаграмма расположена на первой поверхности пластины (или мениска) и совпадает с центром поверхности зеркала, что обеспечивает устранение комы и астigmatизма (см. Aberrации оптич. систем). Изображение не является плоским, а располагается на поверхности сферы. Недостаток таких объективов — их большая длина, превышающая примерно в два раза фокусное расстояние.

Весьма совершенным качеством изображения обладают З.-л. с., содержащие афокальные дуолинзовые компенсатор aberrаций ЛК со сферич. поверхностями, к-рый может размещаться либо в параллельном пучке лучей перед зеркальной частью (рис. 3), либо в сходящемся пучке после зеркальной части (рис. 4). На рис. 3 представлен объектив, создающий высокока-

Рис. 3.

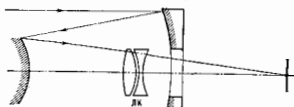


Рис. 4.

чество. плоское изображение при фокусных расстояниях, не превышающих 200 мм, угл. поле до 14° и относительном отверстии 1 : 1—1 : 1,4. При использовании асферич. зеркал в объективе по схеме рис. 4 удаётся получить оптич. отверстие до 1 : 5. Эта оптич. схема рациональна в длиннофокусных системах при высоких требованиях к качеству изображения.

Недостаток большинства З.-л. с. — кольцевая форма входного и выходного зрачков (см. Диафрагма),

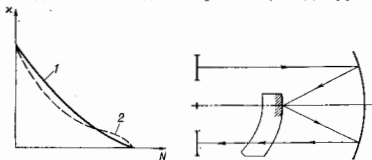


Рис. 5.

Рис. 6.

что является следствием неоднократного прохождения лучей света через часть пространства, ограниченного оптич. системой. Отношение b внутр. радиуса входного зрачка к внеш. радиусу центрального зрачка a и внутр. радиуса b центрального зрачка к внеш. радиусу a и внутр. радиуса b центрального зрачка к

водит к уменьшению эффективной светосилы оптич. системы и перераспределению энергии в дифракц. изображении точки, снижая освещённость в его центре и повышая освещённость дифракц. колец. При центр. экранировании $\theta=0,3$ искажение дифракц. картины изображения точки примерно соответствует искажению, вызванному волновой сферич. аберрацией, равной $0,25 \lambda$. Коэф. передачи контраста с идеальной системы с центр. экранированием (рис. 5, кривая 2) падает при ср. пространственных частотах N и повышается при высоких частотах по отношению к идеальной системы без центр. экранирования (кривая 1, рис. 5). Однако в 3-л. с. качество изображения к-рых определяется геом. аберрациями, напр. в фотогр. телескопах, выполненных по схеме Максутава, центр. экранирование не приводит к заметному снижению χ .

В 3-л. с. образующих изображения предметов, расположенных на конечном и малом расстоянии, возможно устранение центр. экранирования (рис. 6). При этом срезается центр. часть поля.

Одна из осн. областей применения 3-л. с. — астрономия. Сочетание зеркал разной формы и разл. комбинаций линзовых компенсаторов позволило создать 3-л. с. с большим углом зрения и светосилой, уменьшить длину астр. и фотогр. приборов. 3-л. с. используются в качестве светосильных теле- и фотообъективов с большой разрешающей способностью.

Ахроматичность и высокий коэф. отражения зеркал в широкой спектральной области обуславливают использование 3-л. с. в спектральных приборах не только в видимой, но и в УФ- и ИК-областях спектра.

Лит.: Тудор в р о в е н и в А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 2, М.—Л., 1952; Майкут о в Д. И., Астрономическая оптика, 2 изд., Л., 1973; В о л о в о в Д. С., Фотографическая оптика, 2 изд., М., 1978; С л ю с а р е в Г. Г., Расчет оптических систем, Л., 1975; М и х а й л о в с к о в Н. П., Оптические телескопы. Теория и конструкция, М., 1976; А. П. Г р о м о м а н о в.

ЗЕРКАЛЬНЫЕ ЯДРА — ядра-заборы, переходящие друг в друга при замене протонов нейтронами и нейтронов протонами. 3. я. встречаются только среди лёгких ядер, у к-рых числа протонов Z и нейтронов N не сильно отличаются. Примеры 3. я.: ${}^3_1\text{H}$ — ${}^3_2\text{He}$, ${}^4_2\text{He}$ — ${}^4_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$ — ${}^6_4\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{C}$ — ${}^{12}_5\text{B}$. Вследствие зарядовой симметрии *слабых взаимодействий* свойства 3. я. близки: сходны спектры возбуждённых состояний, одинаковы квантовые числа (спин, чётность, изоспин). Массы 3. я. различаются в основном за счёт изменения кулоновской энергии и разности масс нейтронов и протонов. Зарядовая симметрия — следствие более глубокой закономерности — *изотопической инвариантности* ядерных сил. 3. я. представляют собой частный случай ядер, принадлежащих к одному изотопич. мультиплету (см. *Аналоговые состояния*). Зарядовая симметрия нарушается кулоновским взаимодействием, из-за чего выявляются небольшие различия в структуре 3. я. Их ядерные связи (за вычетом кулоновской энергии) совпадают с точностью порядка неск. %. Переходы между 3. я., напр. β -распад трития ${}^3_1\text{H}$ — ${}^3_2\text{He}$, вследствие схожести их структуры допускают простую теорию. Интерпретация, и их исследованье сыграли большую роль в установлении универсального характера *слабых взаимодействий*.

Лит.: см. при ст. *Аналоговые состояния*. В. М. Г о л ь б а с о в. **ЗВЕРТ** (Зв), единица СИ эквивалентной дозы излучения, рекомендованная 16-й Ген. конференцией по мерам и весам (1979). 1 Зв = 1 Дж/кг = 10^2 бор.

ЗИНЕРА МОДЕЛЬ ферромагнетизма в переходных металлах — первоначально была предложена в 1951 К. Зинером [1] для объяснения связи между ферромагнетизмом и электрич. проводимостью в оксидах переходных металлов с промежуточной валентностью. В рамках этой модели предполагалось, что в результате, напр., замещения La^{3+} в LaMnO_3 на Ca^{2+} вместо иона Mn^{3+} возникает ион Mn^{4+} , к-рый захватывает электрон у одного из сосед-

них ионов Mn^{3+} . Движение захватываемых электронов обуславливает конечную проводимость образца. Оно приводит также к ферромагн. упорядочению спинов электронов, принадлежащих атомам в узлах кристаллич. решётки, т. к. в соответствии с *Хунда правилом* спин атома в основном состоянии должен быть максималь. Для того чтобы это условие было выполнено при переходах электрона с атома на атом, спины этих атомов и электрона должны быть одинаково направлены. Переменная ора от иона к иону электрон получил назв. з н е р о н с к о г о.

В 1970 Д. Эдвардс [2] предложил модифицированную 3. м. для объяснения ферромагнетизма переходных металлов с кристаллич. решёткой из идентичных атомов, часть к-рых имеет число d -электронов, а остальные $x+1$, где $1 \leq x \leq 4$. Для более чем заполненной заполненной зоны проводимости ($5 \leq x \leq 8$) тот же подход справедлив для дырок (см. *Зонная теория*). Модель применима для случаев более чем одного d -электрона на атом. Модифицированная 3. м. представляет собой обобщение Хаббарда модели и $s-d$ -обменной Шубина—Воксового модели. Л. Бартея в 1973 [3] рассчитал в приближении случайных фаз спектр магн. возбуждений в рамках 3. м. и показал, что в отличие от однозонной модели Хаббарда в 3. м. спектр содержит донорит. пик, вств *спиновые волны*.

Лит.: 1) Э д в а р д с Д. C., Interaction between the d -shells in the transition metals, 2, Phys. Rev., 1951, v. 82, p. 403; 2) E d w a r d s D. M., Hubbard splitting and the magnetic properties of transition metals and alloys, Phys. Lett., 1970, v. 33A, p. 163; 3) B a r t e y L. C., Modified Zener model for ferromagnetism in transition metals and alloys—model calculation of Te^{*} , Phys. Rev., 1973, v. 7B, p. 3153.

А. В. В е д е в, М. Ю. Н и к о л а е в.

ЗАКОПЕРЕМЁННАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ФОКУСИРОВКА — закоперемённая фокусировка в линейном ускорителе, осуществляемая с помощью ВЧ элктрич. поля. Существует неск. видов 3. в. ф.: *квадратная высокочастотная фокусировка, фазо-переменная фокусировка, пространственно-однодородная квадратная фокусировка*.

ЗАКОПЕРЕМЁННАЯ ФАЗИРОВКА — метод обеспечения устойчивости фазового движения в *линейном ускорителе*, при к-ром ускоряющие промежутки расположены вдоль ускорителя так, что частицы попадают поочередно то в устойчивую, то в неустойчивую *равновесную фазу*. Такое воздействие может привести к устойчивому движению частиц по фазе — к *автофокусировке*. Поскольку в устойчивой равновесной фазе ВЧ элктрич. поле дефокусирует, а в неустойчивой фазе фокусирует частицы, при 3. ф. осуществляется одновременно закоперемённая фокусировка тем же ВЧ ускоряющим полем. В этом осн. достоинство метода 3. ф.

ЗАКОПЕРЕМЁННАЯ ФОКУСИРОВКА — фокусировка (обычно сильная) нучков зарлж. частиц в ускорителях или каналов транспортники, обусловленная чередованием (в пространстве или во времени) фокусирующих и дефокусирующих магн. или элктрич. колец (см. *Фокусирующие частицы в ускорителе*).

ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ — слабое диффузное свечение, к-рое можно наблюдать на ночном небе в виде расширяющейся к горизонту полосы, простирающейся через зодиакальные созвездия. Видимая яркость 3. с. приблизительно в 2—3 раза больше яркости ночного неба. Лучшее всего 3. с. виден в экваториальной области Земли между тропиками. Наиб. яркие части 3. с. расположены вблизи горизонта и имеют конич. форму. По мере удаления от горизонта 3. с. сужается, его яркость уменьшается и он постепенно переходит в едва различимую полосу шириной ок. 10° (зодиакальная нососа). В области, противоположной Солнцу, на зодиакальной полосе выделяется слабосветящееся пятно овальной формы, называемое *протигосиакским*.

3. с. — это свет, рассеянный пылевыми частицами, к-рые находятся в *межзвездной среде* и образуют

облако эллипсоидальной формы с центром в Солнце (зодиакальное облако). Плоскость симметрии зодиакального облака близка к плоскости эклиптики (см. *Координаты астрономические*) (возможно, совпадает с ней). Концентрация пылевых частиц (N) убывает по мере удаления от Солнца ($N \sim r^{-1.3}$, где r — расстояние от Солнца) и от плоскости эклиптики. Как показали измерения, выполненные при помощи космич. аппаратов, осн. часть пыли, обуславливающая З. с., расположена между Солнцем и кодымом астероидов. В плоскости эклиптики на расстоянии 1 а. е. от Солнца плотность пыли ок. $3 \cdot 10^{-23}$ г·см⁻³. Ср. размер пылинки окск. мкм. Ок. 95% З. с. обусловлено частицами радиусом < 100 мкм.

Свет, рассеянный зодиакальным облаком, распространяется по всему небу и составляет ок. 15% всего излучения ночного неба в видимой области спектра. Распределение энергии в спектре З. с. близко к солнечному З. с. частично поляризован. Степень поляризации и яркость З. с. изменяются с изменением угла расстояния от Солнца. Поляризационные и спектральные особенности З. с. объясняются фаз. свойствами межпланетных пылинок (размером, структурой поверхности, альбедо, показателем преломления). Распределение яркости З. с. в зависимости от угла расстояния от Солнца в основном определяется индикаторной рассеяния пылевых частиц, к-рая имеет резкий максимум в области прямого рассеяния. Осн. особенности противоясния могут быть объяснены наличием максимума на индикатрисе в области обратного рассеяния. Однако остаются необъяснимыми нек-рые детали в характере свечения противоясния. В первую очередь это касается изменения формы противоясния в течение ночи. С приближением противоясния к горизонту его форма изменяется от овальной к комической. При этом противоясние становится похожим на конус З. с. и наз. ложным З. с. Для объяснения этого явления выдвигались разл. гипотезы (напр., гипотеза пылевого или газового хвоста Земли), которые были отвергнуты. Явление ложного З. с. не имеет общепринятого объяснения.

Лит.: Д и в а р и П. В., Зодиакальный свет и межпланетная пыль, М., 1981. И. В. Давыри.

ЗОЛОТО (Aurum), Au. — хим. элемент I группы периодич. системы элементов, благородный металл, ат. номер 79, ат. масса 196,9665. В природе представлен стабильным ¹⁹⁷Au. Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $5s^2 4d^{10} 4f^{14}$. Энергия ионизации 9,226, 20,5 и 30,5 эВ. Энергия сроства к электрону 2,31 эВ. Кристаллохим. радиус атома Au 0,144 нм, радиус иона Au⁺ 0,137 нм. Значение электроотрицательности 2,4.

Мягкий пластичный желтый металл, кристаллич. решётка гранцентрированная кубич. с постоянной решётки $a = 0,40704$ нм. Плотн. $19,32$ кг/м³, $t_{пл} = 1046,49^\circ\text{C}$, $t_{кип} = 2947^\circ\text{C}$ (по др. данным, $t_{пл} \approx 1063^\circ\text{C}$, $t_{кип} \approx 2880^\circ\text{C}$). Тплота плавления 12,5 кДж/моль, тплота испарения 349 кДж/моль, теплёмкость $c_p = 25,4$ Дж/(моль·К). Коэф. линейного расширения $14,2 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹ (при темп-рах 0—100 °C), уд. теплопроводность 311 Вт/(м·К). Уд. сопротивление 2,25 мкОм·см, термич. коэф. сопротивления $3,96 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹ (при темп-рах 0—100 °C). З. диамагнитно. Модуль упругости 77 ГН/м², для отожжённого З. предел прочности при растяжении 100—140 МН/м². Твёрдость по Бринеллю 176,5 МН/м² (для З. отожжённого при ~400 °C), по Моосу 2,5.

З. химически инертно, на воздухе не изменяется, в соединениях проявляет степени окисления +1, +3 и +5. З. может быть прокатано в листы толщиной 80 мкм, просвечивающие синева-зелёным цветом. Из 1 г З. удаётся изготовить до 2 км тончайшей проволоки. Тонкие слои напыленного З. используют для изготовления надёжных контактов в электронных лампах и радио- и электронных приборах и схемах (т. н. золотые печатки). Из З. делают улитняющие кольца и шайбы в вакуумных устройствах. Покрытие поверхностей тонкими слоями З. обеспечивает высокую стойкость к коррозии и хорошую отражат. способность. Из сплавов Au—Ag и Au—Cu изготовляют волоски гальванометров, а также надёжные миниатюрные контакты. Соединения З. используются в фотографии, при варке спец. сортов стёкол, в медицине и др. В радиотехнике для дачения поверхности расположенных охладкой пахотит 1989Au (β-радиоактивный, $T_{1/2} = 2,696$ сут).

Лит.: П а д д е ф е т Р., Химия золота, пер. с англ., М., 1982. С. С. Гербова.

ЗОММЕРФЕЛЬДА ТЕОРИЯ МЕТАЛЛОВ — предложена А. Зоммерфельдом (A. Sommerfeld) в 1928. З. т. м. представляет собой дальнейшее развитие *Друде теории металлов*, отличаясь от последней тем, что распределение свободных электронов по энергиям описывается *Ферми — Дирака распределением*, а не *Больцмана распределением*. Как и теория Друде — Лоренца, З. т. м. пренебрегает взаимодействием электронов друг с другом, а их взаимодействие с кристаллич. решёткой сводит лишь к соударениям, при к-рых импульс электрона менятся скачком.

З. т. м. позволила объяснить отсутствие заметного вклада электронного газа в теплёмкость металла при комнатной темп-ре. В З. т. м. этот вклад равен:

$$C_V = \frac{\pi^2}{2} \frac{kT}{\epsilon_F} nk,$$

где ϵ_F — Ферми энергия, T — абс. темп-ра, n — концентрация свободных электронов. При комнатной темп-ре эта теплёмкость ~ в 100 раз меньше значения $3nk/2$, даваемого теорией Друде (при низких темп-рах электронный вклад в C_V может оказаться сравнимым с решёточным, обычно это происходит при темп-ре в виск. К).

Др. класс явлений, где теории Друде и Зоммерфельда приводят к разл. результатам, — кинетич. эффекты, обусловленные наличием разброса электронов по энергиям (*магнетосопротивление*, электронная теплопроводность, термомагн. явления, термоэлектрич. явления). З. т. м. даёт для этих эффектов величину, в $(\epsilon_F/kT)^2$ ($\lambda = 1, 2$) раз меньшую, чем в теории Друде, что согласуется с экспериментом.

З. т. м. не могла объяснить эффекты, обусловленные зонной структурой энергии, спектра металлов, напр. положит. знак постоянной Холла у мн. проводников (см. *Холла эффект*), и сложной формы *ферми-поверхности*. Тем не менее во мн. случаях З. т. м. в силу своей простоты оказывается удобной для численных оценок и качеств. объяснения электронных свойств металлов.

Лит.: В о т е Г., Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.—М., 1938; А н к р о ф т Н., М е р м а н Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979. Ф. М. Эмильчик.

ЗОММЕРФЕЛЬДА УСЛОВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ — одни из возможных видов асимптотич. условий (граничных условий на бесконечности), к-рые выделяют единств. решения краевых задач для ур-ний, описывающих установившиеся колебания. З. у. и выделяют расходящиеся волны, источники к-рых находятся в огранич. области пространства. Впервые введены в 1912 А. Зоммерфельдом для *Гельмгольца уравнения* $\Delta u + k^2 u = f(r)$. В пространстве трёх измерений З. у. и. для волнового поля u таковы: при $r \rightarrow \infty$ $u \sim r^{-1}$, $\text{Im } r(\partial u/\partial r - iku) = 0$. В двумерном пространстве при $r \rightarrow \infty$ $u \sim r^{-1/2}$, $\text{Im } r^{1/2}(\partial u/\partial r - iku) = 0$. Всякое решение однородного ур-ния Гельмгольца, удовлетворяющее второму условию, удовлетворяет и первому при $k > 0$. Для др. эллиптич. ур-ний З. у. и. не всегда определяют условия разрешимости краевой задачи, поэтому развиты др. способы выделения единств. решения. В соответствии с р и п ц и о м п р е д е л ё н н о й а м п л и т у д ы единств. решение является пределом при $t \rightarrow \infty$ амплитуды решения задачи Коши для волнового

ур-ния с периодами, по времени t правой частью и ул- левыми пач. условиями. Согласно принципу в редельного поглощения, решение в среде без поглощения является пределом отриц. рения в поглощающей среде при стремлении поглоще- ния к нулю. Существуют обобщения этого принципа для др. случаев.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиро в В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988.

ЗОНА МОЛЧАНИЯ в акустике — область, в к-рой звук удалённых мощных источников (взрывы, вулканы, извержения и т. п.) не слышны, в то время как на ещё больших расстояниях он снова новляется (зона аномальной слышимости). З. м. обычно имеет на земной поверхности форму непрямоугольного кольца, окружающего источник звука. Одновременно наблюдаются одна-две, иногда три З. м., разделённые зонами аномальной слышимости. Внутр. радиус первой З. м. обычно равен 20—80 км, иногда он достигает 150 км; внеш. радиус простирается до 140—450 км.

Причиной образования З. м. является *рефракция звука* в атмосфере. Т. к. темп-ра в ниж. слоях атмосферы убывает с высотой (высота до минус 50—75 °С на высоте 15—20 км), звуковые лучи отклоняются вверх, что приводит к прекращению слышимости на поверхности Земли. Повышение темп-ры до плюс 50—70 °С в слое, лежащем на высоте 40—80 км, приводит к тому, что лучи загибаются вниз и, отгибая сверху З. м., возвращаются на земную поверхность, образуя зону аномальной слышимости. Вторая и третья зоны аномальной слышимости возникают вследствие одно- и двухкратного отражения звуковых лучей от земной поверхности. Для зон аномальной слышимости характерно запаздывание прихода звука по времени на 10—30% по сравнению со случаем нормального распространения звука вдоль земной поверхности; это запаздывание обусловлено большей длиной искривлённого луча по сравнению с прямым путём вдоль поверхности и меньшей скоростью звука в холодном воздухе. Ветер изменяет форму лучей, уничтожая симметрию в условиях распространения звука, что может привести к значит. искажению кольцеобразной формы З. м. и даже разорвать кольцо, ограничив зону аномальной слышимости нек-рым сектором. Изучение З. м. впервые привело к мысли о наличии слоев с необычной темп-рой на высоте ок. 40 км. Исследование аномального распространения звука — один из методов определения темп-р в ср. атмосфере.

Явление, апалогичное З. м., наблюдается также при распространении звука в море, где З. м. обычно наз. зонами тиши (см. *Гидроакустика*).

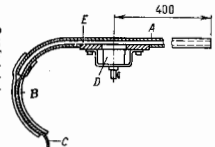
Лит.: Митра С. К., Верхняя атмосфера, пер. с англ., М., 1955; Хриван А. X., Физика атмосферы, 2 изд., т. 1—2, Л., 1978; Толстой И., Клей К., Акустика океана, М., 1969, гл. 5.

ЗОНД АКУСТИЧЕСКИЙ — устройство для измерения звукового давления в заданной точке звукового поля, обеспечивающее мин. искажения поля, вызванные самим процессом измерения. Эти искажения могут возникать (при конечных размерах приёмника) из-за различия между плотностью и скоростью распространения звука в материале приёмника и в среде. Их можно уменьшить, используя приёмник с малыми по сравнению с длиной волны размерами. Однако такие приёмники весьма малочувствительны и поэтому непригодны для измерения слабых сигналов. Кроме того, часто необходимо знание структуры звукового поля в объёме, малом по сравнению с размерами приёмника (напр., при исследовании слуха, турбулентности и др.). Наконец, в ряде случаев приёмник нельзя непосредственно поместить в измеряемое звуковое поле вследствие разрушающего воздействия среды на приёмник (высокая темп-ра, хим. агрессивность, кавитация, эрозия и т. д.). Во всех этих случаях применяется З. а., представляющий собой узкий звуковод, один ко-

нец к-рого вводится в исследуемую область звукового поля, а другой соединяется с приёмником, обладающим требуемыми чувствительностью и частотной характеристикой. В зависимости от условий измерений звуководы могут быть выполнены либо в виде трубки, заключающей в себе столб газа или жидкости, либо в виде твёрдого стержня, изолированного от окружающей среды, напр., газовой рубашкой, что гарантирует поступление в приёмник энергии только из исследуемой области поля.

Для осуществления в З. а. бегущей волны, что исключает резонансные явления и позволяет работать в широком диапазоне частот, необходимы спец. меры. Так, в З. а., предназначенном для работы в воздухе,

рис. 1. Схема акустического зонда: А — латунная трубка; В — резиновая трубка; С — жгут из шерстяных ниток; D — конденсаторный микрофон; E — изолирующий звуковод.



в диапазоне слышимых частот (рис. 1), звуковод из металла. Трубки переходят в мягкую (напр., резиновую) трубку того же диаметра, залуженную по всей длине для увеличения затухания звукопоглощающим материалом. При длине резиновой трубки 3 м практически обеспечивается отсутствие частотных искажений в диапазоне 50—6000 Гц (отклонения не превышают

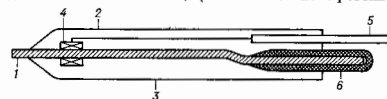
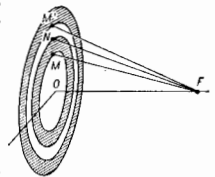


рис. 2. Схема ультразвукового зонда: 1 — звуковод (металлический стержень); 2 — изолирующая трубка; 3 — воздушный зазор; 4 — приёмный пьезоэлектрический элемент; 5 — вывод к усилителю; 6 — акустическая длинная линия с затуханием.

2,5 дБ). Конденсаторный микрофон D устанавливается сбоку вблизи стыка трубок. В УЗ З. а. (рис. 2) для достижения должного затухания металл. волновод 1 длиной 1,5 м покрывает чехлом 2 из вибро- и звукопоглощающего материала (напр., резины или полистирола); приёмный элемент 4 в виде цилиндрика из пьезоэлектрич. керамики одет на звуковод передоделку от входного сечения.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1967; Беликов А. П., Колесников А. В., Панганов Л. В., Акустические измерения, М., 1971.

ЗОННАЯ ПЛАСТИНКА (пластинка Соре) — экран (в простейшем случае — стеклянная пластинка), состоящий из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрич. колец, ширина к-рых подбирается так, чтобы расстояние от крайн. соседних прозрачного и непрозрачного колец (рис.) до точки наблюдения F, называемой фокусом З. п., изменялось на длину половины волны; $NF - MF = \lambda/2$, где λ — длина волны. Т. о., З. п. делит падающую на неё волну на кольцевые *Ренева зоны*. Фазы волн, излучаемых соответствующими точками N и M каждых двух соседних зон, противоположны. Если между точечным источником и точкой наблюдения расположить З. п. с к-ром прозрачными кольцами, соответствующими нечётным зонам



Френеля (чётные зоны — непрозрачные), то действие всех выделенных (прозрачных) зон сложится и амплитуда колебаний в точке наблюдения возрастет в $2k$ раз; то же получится, если прозрачными будут чётные зоны, но фаза суммарной волны будет иметь противоположный знак. Если на стеклянную пластинку вместо непрозрачного слоя наложить прозрачный слой, вышавший сдвиг фазы на $\lambda/2$, то интенсивность света в точке наблюдения возрастет в $4k$ раз. Т. о., з. п. увеличивает освещенность в точке наблюдения подобно собирающей (положительной) линзе. Но хроматич. aberrация такой системы приблизительно в 20 раз больше, чем у линзы из стекла типа «кrown».

Примером з. п. может служить голограмма точечного источника; особенностью голограммы как з. п. является то, что переход от тёмного волка к свету осуществляется не скачком, а плавно, приблизительно по синусоидальному закону. Аналогичные устройства могут быть созданы и в диапазоне радиоволн, где благодаря значительно большим длинам волн реализация описанного принципа упрощается и оказывается возможным создание направленных излучателей типа зонных антенн.

ЗОННАЯ ТЕОРИЯ — один из осн. разделов квантовой теории твёрдых тел. з. т. описывает движение электронов в кристаллах и является основой совр. теории металлов, полупроводников и диэлектриков [1—4].

Электронные зоны в идеальном кристалле. Из-за близкого расположения атомов в кристаллах происходит перекрытие волновых ф-ций электронов соседних атомов или молекул. В результате из каждого дискретного энергетич. уровня атома или молекулы образуются энергетич. зоны и электроны, находящиеся на этих уровнях, приобретают способность свободно перемещаться по кристаллу.

Особенность кристалла, отличающая его от аморфных тел и жидкостей, — периодичность в расположении атомов, т. е. наличие трансляц. симметрии и т. п. Из-за трансляц. симметрии волновая ф-ция электрона в кристалле $\psi(\mathbf{r})$ в точках с пространств. координатами \mathbf{r} и $\mathbf{r} + \mathbf{a}$ (\mathbf{a} — вектор решётки) отличается лишь фазовым множителем:

$$\psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = u_k(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{a}), \quad (1)$$

где $u_k(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = u_k(\mathbf{r})$. Здесь \mathbf{k} — волновой вектор электрона (см. below теорема, Блоховские электроны). Квазимпульс $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ электрона является аналогом импульса свободного электрона, а величина $\lambda = 2\pi/k$ — аналог длины волны де Бройля. Энергия электрона $\epsilon(\mathbf{k})$ — периодич. ф-ция в \mathbf{k} -пространстве:

$$\epsilon(\mathbf{k} + \mathbf{g}) = \epsilon(\mathbf{k}), \quad (2)$$

где \mathbf{g} — любой из целочисленных векторов обратной решётки, построенной на базисных векторах $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$, связанных с векторами прямой решётки \mathbf{a}_i соотношениями: $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j = 2\pi\delta_{ij}$ и т. д. Здесь $\Omega = \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}_3$ — объём элементарной ячейки кристалла. В качестве элементарной ячейки обратной решётки выбирают первую Бриллюэнову зону (ЗБ). Объём ЗБ равен $\Omega/2\pi^3 = (2\pi)^3/\Omega$, а число электронных состояний в ЗБ (без учёта вырождения по спину) равно числу элементарных ячеек в объёме кристалла V , т. е. V/Ω . Т. о., ялтность состояний в \mathbf{k} -пространстве не зависит от \mathbf{k} и равна:

$$\rho(\mathbf{k}) = \frac{V}{(2\pi)^3}. \quad (3)$$

Состояние электрона в кристалле $\psi_{\mathbf{k}\mu}(\mathbf{r})$ с энергией $\epsilon_{\mathbf{k}\mu}(\mathbf{k})$ характеризуется непрерывным квантовым числом \mathbf{k} и номером энергетич. зоны или номером ветви μ спектра, если зона включает неск. ветвей. Предполагается, что \mathbf{k} лежит в пределах первой ЗБ (схема а) и введённых зон, рис. 1, а). Генетически краевая из ветвей μ связана с определ. уровнем атома, составляющих кристалл. Число ветвей, образующихся из каждого атомного уровня, равно произведению

степени вырождения этого уровня на число эквивалентных атомов в элементарной ячейке, т. е. атомов, меняющихся местами при преобразованиях симметрии, входящих в группу симметрии кристалла. В \mathbf{k} -пространстве существуют точки, в которых неск. состояний $\psi_{\mathbf{k}\mu}(\mathbf{r})$ с определ. \mathbf{k} имеют одну и ту же энергию, т. е.

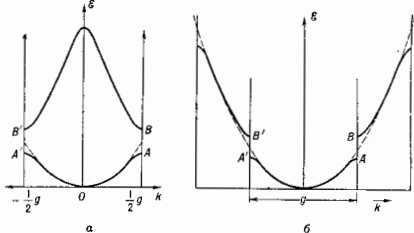


Рис. 1. Спектр электрона $\epsilon(\mathbf{k})$ в приближении слабой решетки (2 ветви): а — схема приведенных зон; б — схема расширенных зон.

соответствующие ветви спектра касаются или пересекаются. Существование и положение этих точек (вырожденные точки), как правило, обусловлено пространств. группой симметрии кристалла, а также требованиями, накладываемыми условием инвариантности к инверсии времени. Такое вырождение может возникать не только в изолированных точках ЗБ, но и на осях симметрии и её границах. Пример вырождения, связанного с инвариантностью к инверсии времени, — двукратное спиновое вырождение, k -рое в кристаллах с центром инверсии имеет место во всех точках ЗБ. Т. к. инверсия времени \mathbf{k} обращает и направление \mathbf{k} , и направление спина электрона, а инверсия I , обратная направлению \mathbf{k} , не влияет на спин, то в таких кристаллах ф-ция $\psi_{\mathbf{k}\mu}$ и $I\psi_{\mathbf{k}\mu}$, отвечающие одному и тому же значению ϵ и \mathbf{k} , соответствуют разным спиновым состояниям. В кристаллах без центра инверсии спиновое вырождение может иметь место лишь в отд. точках, на осях симметрии и границах ЗБ, для \mathbf{k} -рых либо $\mathbf{k} = -\mathbf{k} + \mathbf{g}$, либо имеется операция симметрии, обращающая \mathbf{k} в $-\mathbf{k} + \mathbf{g}$. В остальных точках ЗБ инвариантность к инверсии времени требует лишь выношения общего условия $\epsilon(\mathbf{k}) = \epsilon(-\mathbf{k})$ [5].

Наряду с вырождением, обусловленным условиями симметрии, пересечение ветвей спектра в изолированных точках может быть и случайным. При наличии точек вырождения одному и тому же интервалу энергий могут соответствовать неск. ветвей спектра (т. н. вырожденная зона). Как правило, вырожденные зоны возникают из вырожденных состояний изолированного атома. Наряду с этим в кристалле могут перекрываться и ветви, произошедшие из разных атомных уровней. Такое перекрытие может не сопровождаться возникновением точек вырождения.

Интервалы энергий, в k -рое попадают одна или неск. ветвей спектра, наз. разрешёнными зонами, интервалы, в k -рые ни одна из ветвей не попадает, — запрещёнными зонами. Иногда каждой из ветвей спектра $\epsilon_{\mathbf{k}\mu}(\mathbf{k})$, соответствующих разным разрешённым зонам, сопоставляют свою μ -ую ЗБ, рассматривая спектр электронов во всём \mathbf{k} -пространстве. Такая схема, наз. схемой расширенных зон (рис. 1, б), удобна при описании почти свободных электронов, т. к. при этом сохраняются соответствие между волновым вектором электрона в кристалле и волновым вектором свободного электрона.

Поскольку свойство периодичности энергетич. спектра в \mathbf{k} -пространстве — следствие только трансляц. симметрии, то (2) справедливо и для всех др. элементарных

возбужденной, способных перемещаться по кристаллу и соответственно, как и электроны, обладающих квазимпульсом (см. *Квантизация*).

Заполнение зон в идеальном кристалле. Число мест в одной зоне ограничено и равно для каждой ветви (невыврожденной по сингу) $V/2$. В силу *Пулю принципа* каждое из этих состояний может быть заполнено только одним электроном. При темп-ре $T=0K$ электроны заполняют ниж. состояния. В зависимости от числа валентных электронов верхняя из заполненных зон может быть занята полностью или частично. Электроны полностью валентной зоны не переносят ток, т. к. в такой зоне элктрич. поле не может изменить распределение электронов по квазимпульсам. Поэтому кристаллы, у к-рых ниж. зоны полностью заполнены, а верхние пустые, являются диэлектриками или полупроводниками. Верхняя из заполненных зон таких кристаллов наз.



Рис. 2. Схема заполнения зон в диэлектриках и полупроводниках (а), металлах (б) и полуметаллах (в); ϵ_F — уровень Ферми.

валентной зоной, а нижняя из пустых — зоной проводимости (рис. 2, а). Вещства с широкой запрещенной зоной, разделяющей валентную зону и зону проводимости, являются диэлектриками, а вещества с более узкой запрещенной зоной (обычно меньше 2,5—3 эВ) — полупроводниками. Однако деление между ними в значит. мере условно.

При частичном заполнении зоны выш. элктрич. поле может изменять распределение электронов по квазимпульсам, так что возникает результирующий поток электронов создающий ток. Поэтому кристаллы с частично заполненными зонами являются металлами (рис. 2, б). Как правило, это кристаллы, образованные атомами с не полностью заполненными электронными оболочками. Кристаллы, составленные из атомов или ионов с полностью заполненными оболочками, — обычно диэлектрики или полупроводники. Напр., кристаллы инертных газов и щелочно-галлоидные кристаллы типа NaCl, у к-рых все S -электроны катиона переходят на P -оболочку аниона, полностью заполняя её, обычно — диэлектрики. Однако многие из таких кристаллов в результате перекрытия зон, соответствующих разным атомным уровням, становятся металлами, пример — **идеально-земельные металлы**. И наоборот, в результате расщепления атомных уровней *внутрикристаллическим* полем кристаллы, образованные атомами с не полностью заполненными оболочками, могут быть диэлектриками. Так, в одноосных кристаллах P -уровень расщепляется на 2 подуровня, образующих 2 зоны, нижняя из к-рых м. б. полностью занята. Подобную роль может играть и ферромагнитное или антиферромагнитное упорядочение, снимающее вырождение по сингу. Диэлектриками могут быть и кристаллы, содержащие в элементарной ячейке неск. атомов с не полностью занятыми оболочками. Пример — элементарные полупроводники IV группы периодич. системы (алмаз, Ge, Si), у к-рых элементарная ячейка содержит 2 атома, и VI группы (Se, Te) с 3 атомами в ячейке. Так, в алмазе, Ge, Si на 8 атомных S - и P -уровнях (с учётом синга) приходится 4 электрона, т. е. эти уровни заполнены наполовину. Из этих 8 уровней

образуются 4 зоны, две из к-рых трёхкратно вырождены. Из них 2 нижние полностью заполнены имеющимися 8 электронами в каждой ячейке. Остальные 2 зоны остаются пустыми и образуют зоны проводимости. При этом в верх. валентной зоне Ge (Γ_{25} , рис. 3, а, б), также как и в более высокой из зон проводимости (Γ_{15}), в точке Γ (центр ЗВ) имеет место трёхкратное вырождение, а на осях Δ и Λ — двукратное вырождение одной из ветвей (Δ_2, Λ_2). Спин-орбитальное взаимодействие частично снимает это вырождение, расплывая валентную зону в точке Γ и по направлениям Δ и Λ [5, 10].

В ряде кристаллов частично заполненные зоны открываются в результате слабого перекрытия верх. валентной зоны с нижней пустой. Такие вещества (графит, Bi, Sb) наз. *полуметаллами* (рис. 2, в). В нек-рых полупроводниках (напр., серое олово) одна из ветвей, выходящих из точки вырождения ($k_0=0$), идёт вверх,

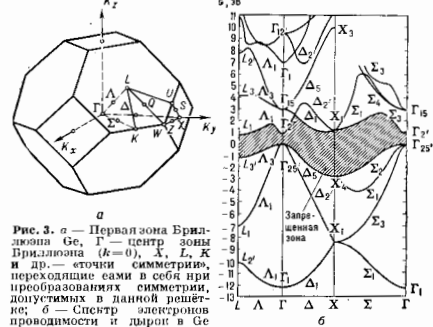


Рис. 3. а — Первая зона Бриллюэна Ge, Γ — центр зоны Бриллюэна ($k=0$), Λ , L , K и др. — точки симметрии, переходящие одна в себя при преобразованиях симметрии, допустимых в данной решётке; б — Спектр электронов проводимости и дырок в Ge (без учёта спин-орбитального расщепления) в направлениях $[111]$ (Λ), $[100]$ (Δ), $[110]$ (Σ) (индекс указывает номер невырожденного представления группы пологого вектора k); заштрихована запрещенная зона.

т. е. для неё $\epsilon(k) > \epsilon(k_0)$, а вторая вниз: $\epsilon(k) < \epsilon(k_0)$. При этом верх. ветвь пустая, а нижняя полностью занята, т. е. зона проводимости и валентная зона касаются в точке k_0 . Такие кристаллы наз. *бесщелевыми полупроводниками*.

При $T=0K$ уровень Ферми ϵ_F определяет границу между заполненными и незаполненными уровнями (см. *Ферми-энергия*). В чистых полупроводниках и диэлектриках ϵ_F проходит в запрещенной зоне, разделяющей валентную зону и зону проводимости; в металлах или сильно легированных полупроводниках — в разрешенной зоне. В этом случае поверхность, $\epsilon(k) = \epsilon_F$ в k -пространстве, определяется ур-нием $\epsilon(k) = \epsilon_F$ наль *поверхности Ферми*. Для нерасщепляющихся или вырожденных зон её форма различна для каждой из ветвей спектра. В металле она может либо охватывать замкнутую область k -пространства, либо проходить через всю обратную решётку (см. *Ферми-поверхность*). При $T>0K$ степень заполнения электроном состояния с энергией ϵ определяется *ферми-распределением*:

$$f_0(\epsilon) = \left[\exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}. \quad (4)$$

Положение уровня Ферми ϵ_F находится из ур-ния:

$$\sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{n}} a^3 k_{\mathbf{n}}^3 \{ \epsilon_{\mathbf{n}}(\mathbf{k}) \} f_0(\mathbf{k}) = N_0, \quad (5)$$

где N_0 — полное число электронов в кристалле, задаваемое условием нейтральности, т. е. равенством полного заряда электронов заряду положит. ионов.

Электроны и дырки, примесные уровни. При повышении температуры в полупроводниках и диэлектриках в соответствии с (4), (5) электроны начинают переходить из валентной зоны в зону проводимости, образуя пустые места в валентной зоне, называемые дырки. Движение носителей заряда в валентной зоне обычно описывают как движение дырок. Каждой дырке приписывают заряд и волновой вектор, равные с обратным знаком заряду и волновому вектору отсутствующего электрона. Энергия дырки $\epsilon_d(k) = -\epsilon_v(-k) = -\epsilon_v(k)$, и вероятность заполнения дырочных состояний определяется функцией Ферми дырок:

$$f_d(k) = 1 - f_v(k) = \left[\exp \frac{\epsilon_v + \epsilon_F}{kT} + 1 \right]^{-1}. \quad (6)$$

В полуметаллах движение носителей в пикней и перекрывающихся зон также описывают как движение дырок.

В металлах с замкнутыми поверхностями Ферми последние могут ограничивать либо область энергий с $\epsilon(k) < \epsilon_F$, либо область с $\epsilon(k) > \epsilon_F$. В последнем случае движение носителей заряда описывается как движение дырок с $\epsilon_d(k) < -\epsilon_F$. Число пустых мест, ограниченных этой поверхностью, называемых дырок, тогда как в первом случае число электронов в области, где $\epsilon_s(k) < \epsilon_F$, называемых электронов проводимости. Практически во всех металлах с замкнутыми поверхностями Ферми (кроме щелочных металлов) есть и электроны и дырки.

Во всех кристаллах имеются уровни, связанные с дефектами кристаллической решетки и чужеродными атомами. Заносимые уровни примеси также определяются (4). В металлах, имеющих большое число свободных электронов, переходы носителей с примеси в зоны не играют заметной роли. В полупроводниках и диэлектриках (а также в полуметаллах с большой концентрацией примеси) концентрация носителей при не очень высоких температурах определяется числом электронов, перешедших с донорных уровней в зону проводимости, или числом электронов валентной зоны, захваченных акцепторными с образованием дырок [9, 10].

Паряду с общими уровнями в кристалле имеются *поверхностные состояния*. Волновая функция электронов в этих состояниях локализована вблизи поверхности кристалла, внутри него. Различают собственные поверхностные состояния (уровни Тамма) и примесные. Уровни Тамма возникают в результате обрыва решетки на границе и искажения приповерхностных ячеек. Эти уровни образуют поверхность в k -пространстве. Примесные поверхностные уровни связаны с дефектами и чужеродными атомами на поверхности.

Обычно энергия электрона над зоной проводимости меньше его энергии в вакууме, однако и исключит. случаях — напр., в кристаллах, и жидком гелии (см. *Гелий твёрдый*) — две зоны проводимости лежит выше уровня покоящегося электрона в вакууме и поэтому электроны из вакуума не могут проникать в кристалл; однако они, поляризуя кристалл, притягиваются к нему индуцированным на поверхности зарядом. В результате образуются поверхностные состояния с волновой функцией, локализованной вне кристалла у его поверхности.

Основные методы расчёта зон. В первых расчётах зонной структуры использовались приближения слабой и сильной связи. В методе слабой связи в качестве нулевого приближения берутся волновые функции свободного электрона (плоские волны), а периодичность кристалла рассматривается как возмущение. В этой модели электронный спектр $\epsilon(k)$ почти во всем k -пространстве описывается той же F -дой, что и для свободного электрона:

$$\epsilon(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_0, \quad (7)$$

где m_0 — масса свободного электрона, и лишь у границы зоны Бриллюэна испытывает разрывы (рис. 1, б).

Эти разрывы связаны с брэгговским отражением электронов в кристалле; волновые векторы, для которых выполняется условие брэгговского отражения (см. *Брэгга — Вульфа условие*), как раз образуют поверхность зоны Бриллюэна. При этом каждая из граничных зон соответствует отражению от системы определенных плоскостей прямой решетки. В отличие от состояний внутри ЗБ, k -рымы соответствуют бегущим волнам (1), всем состояниям на её поверхности соответствуют *стоячие волны*.

Приближение слабой связи хорошо описывает электронный спектр простых металлов. Для определения формы их поверхности Ферми достаточно провести вокруг узла обратной решетки сферу, определённую условием $k_F^2 = 3\pi^2 N/V$, где k_F — фермиевский импульс, N — число валентных электронов (метод Харрисона [7]). Если эта сфера выходит за пределы ЗБ, то форма поверхности Ферми оказывается несферической.

Если возмущающий потенциал не мал, то волновую функцию (1) можно разложить по векторам обратной решетки g :

$$\psi_k(r) = \exp(ikr) \sum_g G_g \exp(igr), \quad (8)$$

и задача сводится к решению секулярного уравнения:

$$\det \left[\left[\frac{\hbar^2}{2m_0} (k-g)^2 - \epsilon \right] \delta_{gk'} + V_{gk'} \right] = 0. \quad (9)$$

Т. к. волновая функция валентных электронов ортогональна волновым функциям нижележащих состояний, она сильно осциллирует вблизи атомных осцов. Поэтому вклад в энергию валентных электронов от области атомного остова мал и истинный «сильный» потенциал может быть заменён более слабым «слабым» потенциалом $V_{gg'}$. Для расчёта псевдопотенциала предложено ряд методов, из которых наиб. часто используют методы ортогонализированных плоских волн (ОПВ) и присоединённых плоских волн (ППВ). При этом в обоих методах псевдопотенциал оказывается нелокальным, т. е. включает и компоненты $V_{gg'}$, зависящие от g и g' по отдельности [6, 9].

В эмпирич. методе псевдопотенциала $V_{gg'}$ не рассчитываются, а подбираются, с тем чтобы значения $\epsilon_d(k)$ в выбранных точках ЗБ совпадали с определёнными экспериментально. Потенциалы $V_{gg'}$ можно представить как сумму вкладов отд. атомов решетки. Последние записываются в виде произведения структурного фактора, зависящего только от положения атома в ячейке, и *формфактора* атомных потенциалов, которые определяются только типом атома и практически не зависят от соединения, куда этот элемент входит. Это даёт возможность, определив псевдопотенциалы данных атомов из спектров одних веществ, рассчитывать затем спектр др. соединений, образованных ими.

Метод сильной связи. В качестве базисных функций выбираются волновые функции локализованных атомов $\psi_a(r)$, и функция нулевого приближения, удовлетворяющая (1), записывается в виде:

$$\psi_k(r) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{v=1}^N \exp(ikR_v) \psi_a(r - R_v), \quad (10)$$

где R_v — координата v -го атома в решетке. При этом перекрытие волновых функций соседних атомов считается малым и соответствующий вклад в энергию $\epsilon(k)$ рассчитывается по теории возмущений. Обобщением этого метода является метод линейных комбинаций атомных орбиталей (ЛКАО), где в качестве базиса выбирается набор нек. атомных волновых функций, включая волновые функции возбуждённых состояний [11]. В эмпирич. методе ЛКАО интегралы перекрытия не рассчитываются, а подбираются так, чтобы получаемый спектр $\epsilon(k)$

совпадал с экспериментальным, определённым в отд. точках ЗВ, а энергия атомных состояний $\psi_a(r)$ определяется из эксперим. значений потенциалов ионизации атомов или ионов [12].

k-p-метод и метод инвариантов. Электрич. и магн. др. свойства полупроводников и полуметаллов, в к-рых число свободных носителей заряда мало, определяются лишь спектром вблизи точек экстремума, т. е. у «подолок» вадентной зоны и «дна» зоны проводимости. Возможное положение экстремумов, число эквивалентных экстремумов и вид спектров вблизи них зависит от симметрии кристалла. Для расчёта спектра вблизи данного экстремума k_0 используется либо теория возмущений (*k-p-метод*), а в и-ром волновая ф-ция электрона в рассматриваемой зоне в точках $k \neq k_0$ раскладывается по волновым ф-циям всех др. зон в точке k_0 , либо метод инвариантов, позволяющий непосредственно учесть требования, накладываемые симметрией кристалла [5, 10]. При этом константы, определяющие спектр, находятся из сравнения с эксперим. данными.

Для зон, не вырожденных в точке k_0 , поверхность пост. энергии вблизи неё — эллипсоиды и спектр определяется тензором *эффективной массы*:

$$m_{\alpha\beta}^{-1} = \hbar^{-2} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial k_{\alpha} \partial k_{\beta}}. \quad (14)$$

В системе координат, связанных с гл. осями эллипсоида, этот тензор имеет в общем случае 3 компонента $m_{\alpha\beta}^{-1} = \delta_{\alpha\beta}/m_{\alpha\alpha}$ и

$$\epsilon(k') = \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\hbar^2 k_{\alpha}^2}{2m_{\alpha\alpha}}. \quad (12)$$

где $k' = k - k_0$. Для электронов вблизи потолка вадентной зоны $m_{\alpha\alpha}$ отрицательны, для дырок $m_{\alpha\alpha}^d = -m_{\alpha\alpha}$ положительны. Если зона вблизи k_0 вырождена, то спектр имеет более сложный вид и определяется из решения секулярного ур-ния, порядок к-рого задаётся кратностью вырождения. Аналогичные уравнения используются и для описания вблизи расположенных зон, напр. в узкозонных полупроводниках, что даёт возможность учесть ненаработчивость спектра, т. е. отступление от закона (12) с увеличением k .

Движение электронов во внешних полях. В металлах движение электронов в электрич. E и магн. H полях определяется квазиклассич. ур-ниями:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = F = eE + \frac{e}{c} [vH], \quad \text{где } v = \nabla_p \epsilon(p). \quad (13)$$

Из (13) следует, что при движении в поле H сохраняются (составляющая импульса, параллельная H) p_z и полная энергия электрона $\epsilon(p)$. Поэтому электрон на поверхности Ферми в магн. поле движется по траектории, представляющей собой эл. сечение плоскости $p_z = \text{const}$. Для закрытых поверхностей эти сечения замкнуты, для открытых они могут быть замкнутыми и разомкнутыми в зависимости от ориентации H . Для замкнутых траекторий период обращения электрона:

$$T = \frac{2\pi m^*}{eH}, \quad m^* = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S(p_z, \epsilon)}{\partial \epsilon}. \quad (14)$$

Здесь S — площадь, ограниченная траекторией электрона в плоскости $p_z = \text{const}$, величина $\omega_c = 1/T$ наз. циклотронной частотой, а m^* — циклотронной эфф. массой. При движении по замкнутым траекториям в сильном магн. поле происходит квантование орбит. Расстояние между возникающими *Ландау урнями* равно $\hbar\omega_c$. Определённая зависимость $\omega_c(p_z)$ или площади $S(\epsilon, p_z)$ от ориентации H , можно восстановить форму поверхности Ферми.

В полупроводниках и диэлектриках с невырожденными зонами движение носителя также описывается квазиклассич. ур-нием (13).

Квантовая теория, использующая *Шрёдингера уравнение* для спектра, задаваемого ур-нием (12), приводит

к тому же выражению для $\hbar\omega_c$, что и ф-ла (14). В случае вырожденных или близких зон в полупроводниках, а также вблизи точек пересечения поверхности Ферми в металлах квазиклассич. приближение (13) неприменимо и спектр электронов или дырок в электрич. и магн. полях определяется системой связанных ур-ний Шрёдингера, число к-рых определяется кратностью вырождения. В этих случаях урнения Ландау оказываются неэквидистантными. Отступление от квазиклассики для близко расположенных ветвей спектра можно описывать как туннелирование электронов с одной траектории Ландау на другую (см. *Пробой магнитной*).

Гранич. применимости зонной теории. З. т. исходит из предположений: а) потенциал кристаллич. решётки строго периодичен; б) взаимодействие между свободными электронами может быть сведено к одноэлектронному самосогласованному потенциалу, а оставшаяся часть рассмотрена методом теории возмущений; в) взаимодействие с фононами слабое и может быть рассмотрено по теории возмущений (см. *Электронно-фононное взаимодействие*).

В *неупорядоченных системах* условие а) не выполняется. Однако т. к. размытие атомных уровней связано с перекрытием волновых ф-ций соседних атомов, то и в неупорядоченных средах, в т. ч. в *жидкостях*, образуются разрешённые зоны и квазиразрешённые, с резко повышенной плотностью состояний. В неупорядоченных средах имеются два типа состояний электрона — локализованные и делокализованные. Локализация, связанная с разупорядочением решётки, наз. андерсоновской, а граничная энергия между локализованными и делокализованными состояниями — ур-ние *локализации*. Если уровень Ферми в металле или сильно легированном полупроводнике проходит выше уровня локализации, то их проводимость носит металлич. характер (см. *Аморфные металлы*). В обратном случае проводимость осуществляется путём активированных переносков между локализованными состояниями или тепловым забросом электронов выше уровня локализации.

Условие б) хорошо выполняется в полупроводниках и диэлектриках с малым числом свободных электронов, когда взаимодействие между ними мало и может быть учтено как электрон-электронное рассеяние. В металлах, где число свободных электронов велико, взаимодействие с осн. массой электронов учитывается самосогласованным одноэлектронным потенциалом. Взаимодействие с электронами, находящимися в тонком слое вблизи поверхности Ферми, может быть учтено в рамках теории *Ферми-жидкости*, в к-рой в качестве элементарных возмущений рассматриваются заряд. квазичастицы — фермионы, описывающие самосогласованное движение всей системы электронов. Электрон-электронное взаимодействие приводит, как правило, лишь к перенормировке спектра. Исключения составляют кристаллы с узкими зонами, где энергия отталкивания двух электронов на одном узле превышает ширину зоны. Если в таких кристаллах число электронов равно числу атомов, они являются диэлектриками, даже если число мест в зоне (с учётом спина) больше числа атомов. При изменении ширины разрешённой зоны в результате сближения атомов происходит переход к металлу, проводимости (переход Мотта).

Наряду с возбуждениями фермиевского типа в многоэлектронной системе в результате электрон-электронного взаимодействия возникает возбуждения — бозоны, не связанные с переносом заряда (*плазмоны, спиновые волны*). В этих колебаниях могут участвовать электроны и частично заполненных, и полностью заполненных зон. В полупроводниках и диэлектриках в результате взаимодействия электрона зоны проводимости и дырки вадентной зоны образуются связанные состояния *Ванье — Мотта экситоны*. В молекулярных кристаллах и диэлектриках возбуждённые состоя-

ния атомов или молекула, перемещаются по кристаллу, образуя Френкеля экситоны. Волновая функция экситона удовлетворяет Фде (1); области разрешённых значений энергий экситона называются экситонными зонами.

Условие ν выполняется практически во всех металлах, где электрон-фононное взаимодействие ослабляется в результате его экранирования свободными электронами, и во мн. полупроводниках. В поларных диэлектриках и полупроводниках с достаточно большой степенью ковалентности и большой эфф. массой носителей последние, поляризуя решётку, образуют автолокализ. состояния — *поляроны*. Различают полироны большого радиуса, у к-рых область локализации R_n намного превышает постоянную решётки a , и малого радиуса с $R_n \approx a$. Автолокализ. состояния малого радиуса образуются и в неполярных диэлектриках, напр. в кристаллах инертных газов (см. *Автолокализация*), при этом, как правило, происходит автолокализация только дырок. Движение полиронов малого радиуса при низких темп-рах осуществляется по опельной поларной зоне, а при более высоких — путём активированных перескоков от узла к узлу.

Лит.: 1) Бете Г., Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.—М., 1938; 2) Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 3) Квитцель М., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1967; 4) Каллуэй Дж., Теория энергетической зонной структуры, пер. с англ., М., 1969; 5) Бир Г. Л., Пикрус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; 6) Дитцшюк К. О., The calculation of electronic energy bands by the augmented plane wave method, «Solid State Phys.», 1971, v. 26, p. 123; 7) Харрисон У. А., Электронная структура и свойства твёрдых тел, пер. с англ., т. 1, М., 1973; 8) Хейне В., Золи М., Уайт Дж., Теория диселотопиала, пер. с англ., М., 1973; 9) Займа А. Дж., Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., М., 1974; 10) Дидманьковский И. М., Зонная структура полупроводников, М., 1978; 11) Невдас В., Electronic structure from the point of view of the local atomic environment, «Solid State Phys.», 1980, v. 35, p. 1; 12) Виллетт Д. В., The Renaissance and quantitative development of the tight-binding method, там же, p. 129. Г. В. Лычек.

ЗОННЫЙ МАГНЕТИЗМ — магнетизм металлов и сплавов, интерпретируемый в рамках моделей, основанных на зонной теории. Типичные представители зонных магнетиков (ЗМ) — переходные металлы Fe, Co, Ni, Cr, Mn, их сплавы и соединения.

Энергетич. спектр переходных металлов представляет собой широкую *sp*-зону, в к-рую погружена система узких пересекающихся *d*-зон (рис. 1) [1]. По срав-

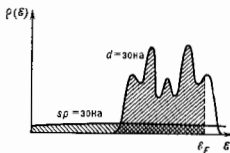


Рис. 1. Схематическое изображение плотности состояний переходных металлов. В условиях, когда ферми-уровень ϵ_F лежит в пределах *d*-зоны, плотность уровней $\rho(\epsilon)$ выше в *sp*-зоне, чем в *d*-зоне.

нению с типичными зонами проводимости *sp*-электронов *d*-зоны имеют меньшую ширину, но плотность энергетич. уровней в них оказывается гораздо выше плотности уровней *sp*-электронов в той же области энергий, где расположены *d*-зоны. Об этом свидетельствует существенный вклад *d*-электронов в видотемпературную теплоёмкость $C_{эл} = \gamma T$, где $\gamma \sim \rho(\epsilon_F)$, т. е. значению плотности состояний на ферми-уровне. Коэф. γ у переходных металлов на порядок величины больше, чем у нормальных [2]; *d*-электроны переходных металлов на своим свойствам занимает промежуточное положение между локализованными и коллективизированными электронами. Оценки энергии связи электронов в кристалле и исследование ферми-поверхности свидетельствуют о значит. степени коллективизации *d*-электронов. Так, ср. магн. моменты на атом в переходных металлах в единицах μ_B (μ_B — магнетон Бора)

являются дробными, в то время как магн. моменты изолированных атомов в единицах μ_B — целые числа; кроме того, измеренное значение *g*-фактора у переходных металлов близко к 2 (значение $g=2$ отвечает модели свободных электронов). Напр., магн. момент у Ni составляет 0,583 μ_B , у Fe—2,177 μ_B , у Co—1,707 μ_B [3]; дробность значения магн. момента свидетельствует о том, что спонтанная намагниченность в этих металлах создается коллективизированными электронами. Рассеяние медленных нейтронов по спиновым волнам в этих металлах хорошо описывается как в рамках *Гейзенберга модели*, основанной на представлении о локализованных магн. моментах [4], так и в рамках модели коллективизированных электронов [5].

Распределение зарядной плотности в ферромагн. металлах (Fe, Ni, Co) близко к атомному [3]. Двойств. характер поведения *d*-электронов обусловлен тем, что перекрытие *d*-орбиталей соседних атомов в переходных металлах оказывается значительным, и электроны имеют возможность перемещаться по всему образцу. В результате атомный *d*-уровень уширяется и образуется *d*-зона. В то же время между *d*-электронами существует кулоновое взаимодействие. Наиб. значит. вклад в энергию взаимодействия вносит кулоновое отталкивание электронов с противоположными направлениями проекции спина, находящихся вблизи одного и того же узла кристаллич. решётки. Энергия взаимодействия двух таких электронов

$$U = e^2 \int \Phi_i^*(r) \Phi_j(r) \Phi_l(r) |r-r'|^{-1} \Phi_k^*(r') \Phi_l(r') dr dr',$$

где $\Phi_i(r)$ — функция Ванье для *d*-электрона, локализованного вблизи иона, расположенного в узле i кристаллич. решётки. Оценки показывают, что для двух электронов, находящихся на расстоянии $r-r_0$, т. е. *Бора радиуса*, $U \sim 40$ эВ. Для электронов, локализованных на соседних узлах решётки, эта энергия на порядок меньше [6, 7].

Наиб. существенным обстоятельством для появления магн. порядка в переходных металлах является то, что энергия U в этих металлах больше ширины *d*-зоны ($U \gg W$, где $W \sim 1$ эВ — ширина *d*-зоны). В этом случае кулоновое межэлектронное взаимодействие существенно влияет на движение *d*-электронов и в силу этого радикально меняет их плотность состояний. Как будет показано ниже, именно это взаимодействие приводит к раздвоению энергетич. зон электронов с разными направлениями спина и возникновению спонтанной намагниченности [7]. Простейшим образом, не учитывая орбитального вырождения и пренебрегая взаимодействиями, проявляющими себя на больших расстояниях, гамма-уравнение З. м. можно записать в след. виде (см. *Хаббарда модель*):

$$H = \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} a_{i\sigma}^{\dagger} a_{j\sigma} + \sum_{i,\sigma} U n_{i\sigma}^{\dagger} n_{i\sigma}^{\sigma}.$$

Здесь t_{ij} — интеграл переноса электрона между узлами i и j , $a_{i\sigma}^{\dagger}(a_{i\sigma})$ — оператор рождения (уничтожения) электрона с проекцией спина $\sigma/2$ на узле i (j), $n_{i\sigma}^{\dagger} = a_{i\sigma}^{\dagger} a_{i\sigma}$ — оператор числа электронов с ориентацией спина σ на узле i , σ принимает значения $+1$ и -1 [5]. Первый член гамма-уравнения описывает переходы электронов с узла на узел, а второй — кулоновое взаимодействие электронов с противоположными направлениями проекции спина на одном узле решётки. В рамках *среднего поля* приближения $n_{i\sigma}^{\dagger} n_{i\sigma}^{\sigma}$ заменяется на $n_i^{\dagger} \langle n_i^{\sigma} \rangle$, т. е. считается, что на электрон, находящийся в узле i и обладающий проекцией спина $\sigma/2$, действует ср. поле $U \langle n_i^{\sigma} \rangle$, создаваемое электронами с противоположной ориентацией спина. В этом случае гамма-уравнение модели Хаббарда после преобразования

$$H = \sum_{k, \sigma} [t(k) - \sigma Um/2] a_{k, \sigma}^+ a_{k, \sigma}$$

где k — импульс, $t(k)$ — закон дисперсии взаимодействующих электронов (Фурье-образ интеграла переноса t_{ij}), m — ср. намагнитченность на атом. Именно с этой моделью связаны осн. представления о З. м.

Для того чтобы система коллективизированных электронов обладала намагнитченностью, необходимо, чтобы подзоны электронов с проекциями спинов $+1/2$ и $-1/2$ были по-разному заполнены. В рамках данной модели это достигается простейшим способом: предпологается, что кулоновское взаимодействие между электронами приводит лишь к раздвижке подзон электронов с разными проекциями спина, причём закон дисперсии и плотность состояний не изменяются. Схематически это изображено на рис. 2.

Ср. число электронов с ориентацией спина σ и импульсом k определяется ф-цией распределения Ферми:

$$n_k^{\sigma} = \langle \sigma a_{k, \sigma}^+ a_{k, \sigma} \rangle = [\exp \{ \beta (\epsilon_k - \epsilon_F) + 1 \}]^{-1},$$

где $\beta = (kT)^{-1}$, $\epsilon_k^{\sigma} = t(k) - \sigma Um/2$. Намагнитченность m системы d -электронов определяется разностью числа электронов с ориентацией спинов по намагнитченности и числа электронов с ориентацией спинов против намагнитченности:

$$m = n^+ - n^- = \sum_k (n_k^+ - n_k^-).$$

Это ур-ние определяет величину суммарного магн. момента d -электронов металла при любой тем-ре. Среди его решений всегда имеется тривиальное решение $m=0$, а тем-ра, при к-рой появляется нетривиальное решение $m \neq 0$, представляет собой тем-ру Кюри (T_c) в данной модели. Значение T_c определяется из ур-ния, к-рое получается при дифференцировании левой и правой частей ур-ния для магн. момента по m в точке $m=0$. Существование ферромагнетизма возможно, если $T_c > 0$. Полагая $T_c = 0$, получим критич. условие возникновения ферромагнетизма в данной модели — критерий Стонера:

$$U\rho(\epsilon_F) > 1,$$

где $\rho(\epsilon_F)$ — значение плотности электронных состояний на ферми-уровне. Как видно из этого условия, для возникновения ферромагнетизма в модели Стонера необходимо, чтобы достаточно большими были как энергия взаимодействия d -электронов,

так и плотность состояний на уровне Ферми. Т. о., уже для самой простой модели ферромагн. металла оказывается, что тем-ра перехода и само существование ферромагн. состояний определяется структурой энер-

гич. зон электронов, значением плотности состояний вблизи поверхности Ферми и раздвижки подзон электронов с разл. проекцией спина.

Детальное исследование модели Хаббарда показывает, что раздвижка зон при росте U , достигая величин U , перестаёт увеличиваться и форма электронных зон существенно меняется при переходе из парамагн. состояния в ферромагнитное [9]. Схематически это изображено на рис. 3. Структура энергетич. зон определяет и осн. состояние, и равновесные термодинамич. свойства системы, такие, напр., как зависимость магн. момента от тем-ры, к-рая связана с одноэлектронными воз-

буждениями. Дополнит. вклад в термодинамич. характеристики дают коллективные возбуждения типа спиновых волн. Наиб. успешно для количеств. расчёта свойств З. м. в осн. состоянии применяется метод функционала спиновой плотности. В рамках этого подхода точный гамма-зонный системы взаимодействующих электронов заменяется гамма-зонном газа взаимодействующих частиц в эфф. локальном потенциале. В приближении локальной спиновой плотности удаётся показать, что критерий Стонера справедлив только

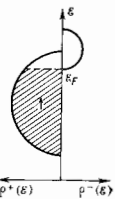


Рис. 3. Схематическое изображение зонного расщепления при последовательном учёте меэлектронного кулоновского взаимодействия.

для ферромагн. переходных металлов Fe, Co, Ni (при $T=0$) [10]. Однако при конечных тем-рах свойства З. м. описать на основе теории Стонера не удаётся. В рамках этой теории невозможно согласовать большие (~ 1 эВ) значения энергии меэлектронного расщепления, необходимые для создания измеряемого на эксперименте магн. момента насыщения, и низкие (~ 1000 К) тем-ры Кюри переходных металлов. Кроме того, не удаётся объяснить наблюдаемое экспериментально кюриевское поведение восприимчивости при тем-рах выше тем-ры Кюри (см. Кюри — Веиса закон). Слшком высокое по сравнению с экспериментальным значение тем-ры Кюри, получаемое в рамках теории Стонера, свидетельствует о том, что осн. ферромагн. состояние разрушается не стонерскими возбуждениями (т. е. возбуждениями, создаваемыми при переходе одного электрона из зоны с ориентацией спина $+1/2$ в зону с ориентацией спина $-1/2$), а коллективными флуктуациями спиновой плотности.

На основе преобразования Стратоновича — Хаббарда [11] Г. Морья (Г. Moriya) с соавторами развил теорию спиновых флуктуаций [11]. С помощью этого преобразования они заменили систему взаимодействующих спинов системой независимых спинов в произвольно флуктуирующих полях. Рассчитанное в рамках этой теории значение тем-ры Кюри хотя и выше эксперим. значения, но значительно ниже рассчитанного в рамках теории Стонера. Температурная зависимость восприимчивости χ при повышении тем-ры в согласии с экспериментом переходит от кюриевской [$\chi = C/(T - \theta)$] к паулиевской ($\chi = \text{const}$). Однако спиновые флуктуационная теория далека от завершения и во многом дискуссионна. В целом до настоящего времени полное и адекватное описание термодинамич. свойств ЗМ отсутствует.

В ЗМ может возникать не только ферромагн. порядок. Эксперименты по рассеянию нейтронов в Сг, α -фаза Мп и γ -фаза Fe показывают, что в спектрах рассеяния возникает ряд пиков, свидетельствующих о существовании в этих материалах антиферромагн. упорядочения. Наиб. интересен с точки зрения магнетизма коллективизированных электронов хром, существенно отличающийся от обычных антиферромагнетиков. Во-первых, в чистом Сг длина волны спиновой плотности несоизмерима с периодом кристаллической решётки. Волновой вектор этой структуры Q с компонентами $[2\pi(1-\delta)/a; 0; 0]$ (a — постоянная решётки, $\delta = 0,05$) направлен вдоль одной из осей типа [100] и слабо зависит от тем-ры. Во-вторых, выше Неёда точки Сг ($T_N = 312$ К) не существует локализованных магн. моментов. Ср. магн. момент на атом Сг равен $0,46 \mu_B$. При 120 К в Сг происходит магнитный фазовый переход (спин-флип переход с неороснорентацией магн. моментов). Поперечная модуляция магн. моментов сменяется продольной. Существование антиферромагн. структуры, несоизмеримой с постоянной кристаллич. решётки,

связано с явлением пестинга — наличием вкладывающихся участков ферми-поверхности у хрома [12].

Лит.: 1) Mott N. F., Electrons in transition metals, «Adv. Phys.», 1964, v. 13, p. 325; 2) Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; 3) Вонсеовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 4) Lynn J. W., Temperature dependence of the magnetic excitations in iron, «Phys. Rev.», 1975, v. B 11, p. 2624; 5) Изюта А. Т., Кипи Д.-Л., Киро Р., Вали theoretical interpretation of neutron diffraction phenomena in ferromagnetic metals, «J. Phys. Soc. (Jap.)», 1963, v. 18, p. 1023; 6) Hubbard J., Electron correlations in narrow energy bands, «Proc. Roy. Soc.», 1961, v. A 277, p. 237; 7) Маттис Д., Теория магнетизма, пер. с англ., М., 1967; 8) Stoner E. G., Collective electron ferromagnetism, «Proc. Roy. Soc.», 1938, v. A 165, p. 372; 9) Ведаев А. В., Николаев М. Ю., Концентрационный фазовый переход в модели Хаббарда, «Известия ИГиФФ», 1985, т. 41, с. 18; 10) Янак Ж. Е., Uniform susceptibilities of metallic elements, «Phys. Rev.», 1977, v. B 16, p. 255; 11) Hubbard J., Calculation of partition function, «Phys. Rev. Lett.», 1959, v. 3, p. 77; 12) Могила Г., Recent progress in the theory of itinerant electron magnetism, «J. Magn. and Magn. Mater.», 1979, v. 14, p. 11; 13) Кулинов И. И., Тугушев В. В., Волны высокой плотности и зонный антиферромагнетизм в металлах, «УФН», 1984, т. 144, с. 843.

А. В. Ведаев, М. Ю. Николаев.
ЗОНЫ НII (области ионизованного водорода) — широко распространенный тип туманностей, характеризующийся практич. полной (в большей части объёма более чем на 99,9%) ионизацией основного элемента — водорода УФ-излучением ($\lambda \leq 121\text{Å}$) звёзд. Др. элементы обычно находятся на II—V стадиях ионизации (см. Ион), гелий иногда остаётся нейтральным. Химич.



Диффузная зона НII NGC 6611. Видны тёмные сгустки — глобулы, вытянутые тёмные образования — «слоновые хоботы», светлые ободки вокруг них — римы.

состав З. НII близок к «нормальному» космическому (см. Распространённость элементов).

З. НII являются наиболее яркими участками межзвёздной среды. Часто их наз. газовыми туманностями. Типичны, т. н. диффузные З. НII (НII) — спектрально, символ иона водорода) образуются вокруг звёзд спектрального класса ВI и более горячих. З. НII, ионизованные группой звёзд, образуют г и г и т с к ие З. НII, часто наблюдаемые в центральных частях галактик. Когда звезда расположена вне облака, она создаёт протяжённую З. НII и в какой-то плотности. Рождающиеся горячие звёзды ионизируют плот-

ный газ протозвезды или «кокона», создавая компактные З. НII, к-рые являются индикатором мест звездообразования. Разновидностью З. НII являются планетарные туманности.

З. НII сильно различаются по размерам, плотностям, яркостям и массам. Диффузные З. НII вокруг звёзд спектрального класса О обычно имеют размеры 1—10 пк при концентрации частиц N от десятков до тысяч в см³. Размеры гигантских З. НII порядка сотен пк. Компактные З. НII характеризуются высокой плотностью ($N \geq 10^4$ — 10^6 см⁻³) при размерах 10^{-1} — 10^{-3} пк. Мера эмиссии колеблется от десятков ик-см⁻⁶ в З. НII едс заметных на фоне неба до $3 \cdot 10^6$ ик-см⁻⁶ — в ярчайших. Массы З. НII от долей до $\sim 10^6$ масс Солнца.

З. НII излучают в основном в спектральных линиях водорода и запрещённых линиях др. элементов, сосредоточенных гл. обр. в оптич. и ИК-диапазонах. Кроме того, имеется слабый непрерывный спектр, к-рый тянется от УФ- до радиодиапазона. В ИК-диапазоне преобладает излучение межзвёздной пыли, а в радиодиапазоне — непрерывное излучение газа, на фоне к-рого видны линии водорода, гелия и углерода.

Физич. условия в З. НII далеки от термодинамич. равновесия. З. НII обычно прозрачны для основных видов собственного излучения (за исключением гл. обр. спектральных линий серии Лаймана и лаймановского континуума). Поэтому они характеризуются объёмным нагретом (фотоионизация УФ-излучением звезды) и объёмным охлаждением (в основном фотонами оптич. и ИК-диапазонов). Населённости уровней атомов водорода и гелия определяются в основном фоторекомбинациями и спонтанными переходами. Лишь для очень высоковозбуждённых состояний важны ударные процессы. Нижние уровни др. элементов заселяются гл. обр. электронными ударами. Распределение частиц по скоростям остаётся близким к Максвелла распределению с темп-рой, одинаковой для всех сортов частиц. Темп-ра диффузных З. НII обычно $(7-9) \cdot 10^4$ К.

З. НII возникают в плотном газе с пылью, вокруг массивных звёзд, рождающихся в газопылевых комплексах. Такие З. НII явл. компактными З. НII. Постепенно газ и пыль разбрасываются в стороны излучением и звёздным ветром молодой звезды. Размеры З. НII увеличиваются, а газопылевой комплекс рассеивается и З. НII со временем становится оптически прозрачным. Вначале она нестационарна — по шесту бегит волна ионизации — быстрый ионизационный фронт. Через неск. тыс. лет наступает приближённый баланс рекомбинаций и фотоионизаций. Но дальнейшее расширение З. НII ещё намного выше, чем в окружающем газе, потому что З. НII продолжает медленно расширяться. Перед ней возникает ударная волна, движущаяся по нейтральному газу и уплотняющая его. З. НII, расширяясь, медленно «подъезжает» этот плотный газ. Ионизационный фронт, встречая на своём пути неоднородности, обгибает их, образуя замкнутые неионизованные участки высо-

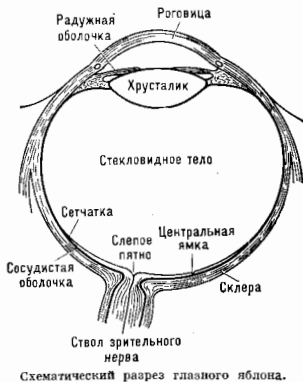
кой плотности — глобулы (рис.) В «тени» от глобулы вещество обычно более холодное и тёмное (это т. н. слоновьи хоботы). На границе утолщённой ионизованный газ имеет повышенную плотность и образует яркие ободки (римы). Обитание вещества глобулы окружающим газом способствует звездобразованию в глобулах. Через неск. млн. лет, когда З.Н.И. прекращает своё существование, в глобуле появляется звезда, освещающая вещество «слонового хобота» и создающая отражательную кометарную туманность. Горячие массивные звёзды имеют малое время жизни. После их угасания остаётся т. н. реликтовая З.Н.И., к-рая рекомбинирует за время $\sim 10^8$ лет. Продолжительность жизни наиболее крупных диффузных З.Н.И. не превосходит 10^8 лет.

Лит.: Каплан С. А., Пинельнер С. В., Мензевская среда, М., 1963; и х ж е. Физика межзвездной среды, М., 1979; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Спитцер Л., Физические процессы в межзвездной среде, пер. с англ., М., 1981. И. Г. Бонгарев.

ЗОНЫ ФРЕНЕЛЯ — см. Френеля зоны.

ЗРЕНИЕ — способность человека воспринимать свет от разных предметов в виде особых ощущений яркости, цвета и формы, позволяющих на расстоянии получать разнообразную информацию об окружающей действительности. До 80—85% информации человек получает посредством З. Функционирование З. обеспечивается сложным комплексом процессов в разл. отделах зрит. системы. Первичная обработка оптической информации происходит в глазу.

Глаз человека (рис.) имеет форму, близкую к шарообразной, диаметром ок. 2,5 см. Снаружи глазное яблоко окружено белковой оболочкой — склерой. Передняя, более выпуклая часть оболочки прозрачна и наз.



Схематический разрез глазного яблока.

роговицей. Внутр. полость склеры покрывает сосудистая оболочка, передняя часть к-рой образует радужную оболочку с отверстием посредине — зрачком. Обычно диаметр зрачка 3—4 мм, при сильном освещении он может суживаться до 2 мм, а при слабом освещении — расширяться до 8 мм. Непосредственно за зрачком расположен хрусталик, представляющий собой упругое прозрачное тело линзовидной формы. Радиус кривизны поверхности хрусталика может изменяться при аккомодации глаза.

Внутр. полость глаза занята прозрачным студенистым веществом, наз. стекловидным телом. За стекловидным телом дно глаза выстилает сетчатка, содержащая слой светочувствит. клеток-рецепторов (палочек и колбочек) и поср. слоев нервных клеток.

Сетчатку, систему глаза образуют: роговица, хрусталик, воднистая влага, зановоляющая пространство между хрусталиком и роговицей и между хрусталиком и стекловидным телом, и стекловидное тело. Показатель преломления в разных частях глаза меняется от 1,33 до 1,41. Преломляющая сила роговицы 43 дптр, хрусталика — 19÷33 дптр в зависимости от аккомодации. Поле З. неподвижного глаза ок. 160° по горизонтали и ок. 130° по вертикали.

Чёткость изображения, создаваемого оптикой глаза на сетчатке, может нарушаться аберрациями оптич. системы, невозможностью строгой фокусировки на сетчатке удалённых предметов при близорукости или близкого предметов при дальнозоркости, а также из-за дефектов глазных сред.

Астигматизм, вызываемый нарушением сферичности роговицы или хрусталика, может быть корригирован с помощью очков с цилиндрич. линзами. При бл и з о р у к о с т и заднее фокусное расстояние оптич. системы глаза слишком мало и лучи от дальней точки фокусируются не на сетчатке, а внутри глазного яблока. Такой дефект З. исправляется отрицательной корригирующей линзой. При д а л ь н о з о р к о с т и задний фокус глаза расположен за пределами глазного яблока, и этот дефект исправляется положительными очковыми линзами.

Сетчатка, на к-рой формируется изображение объекта, содержит ок. 130 млн. светочувствит. клеток (125 млн. палочек и 5÷7 млн. колбочек), преобразующих падающее на них световое излучение в электрич. импульсы. Электрич. сигнал, возникающий благодаря фотоэффекту, передаётся в нервные клетки и далее по зрит. нерву в мозг. На месте выхода зрит. нерва из глазного яблока сетчатка не имеет фоторецепторов, и это место наз. слепым пятном. Распределение рецепторов по сетчатке неравномерно. В ср. части сетчатки преобладают колбочки, а на краях — палочки. В центре сетчатки область, содержащая только колбочки (около 50 000), образует жёлтое пятно овальной формы, с угл. размером поля зрения $\sim 4^\circ$ и площадью ~ 1 мм². Эта область обеспечивает наибольшую разрешающую способность глаза.

Колбочки и палочки образуют два совместно работающих аппарата зрит. восприятия. Колбочки работают при дневном освещении (порог чувств. $\sim 10^{-2}$ лк) и обеспечивают центральное цветное зрение. Палочковый аппарат обладает меньшей остротой зрения, но зато большей чувствительностью (порог $\approx 10^{-6}$ лк). Он обеспечивает сумеречное периферич. зрение, различающее только ахроматич. цвета (т. е. различие серых тонов). Колбочковый аппарат чувствителен к излучению в области длин волн от 400 нм до 700 нм с максимумом при $\lambda = 556$ нм, а при высоких интенсивностях — от 390 до 760 нм. Палочки чувствительны в области от 400 до 650 нм с макс. при $\lambda = 510$ нм.

Светочувствит. элементы сетчатки связаны между собой промежуточными нервными клетками, объединяющими группы фоторецепторов и ретикулярные поля. Ретикулярные поля представляют собой перестраиваемые формации, увеличивающиеся с уменьшением освещённости. От каждого ретикулярного поля информация в мозг передаётся по нервным волокнам в виде закодированных групп электрич. импульсов.

Особенностью ретикулярных полей сетчатки является то, что они реагируют не на величину потока излучения, а на его изменения. Чтобы видеть, глаз должен совершать частые микродвижения (тремор); в этом случае изображение объекта смещается по сетчатке и меняется интенсивность освещения отдельных рецепторов и тем больше, чем больше контраст соседних деталей изображения. Отд. ретикулярные поля различаются функционально: одни реагируют на увеличение освещённости, другие — на уменьшение, а третьи — на увеличение и ослабление. В зрит. области коры имеются аналогично реагирующие нервные клетки. Разл.

специфич. ретиновые поля различают примодульные контуры предметов под разными наклонами, криволинейные контуры, периодич. структуры (решётки) и др. разнородности объектов, а также различно реагируют на спектральный состав возбуждающего света.

3. Человека фрагментарно, объекты в поле зрения фиксируются не все сразу, а последовательным переводом взора с одного на другой. Однако наблюдаемая картина представляется единой и неподвижной благодаря особому механизму восприятия, к-рый, восстанавливая образ в мозгу, координирует его с движениями головы и глаз. Зрит. система обладает также способностью игнорировать мешающую информацию, появляющуюся на сетчатке при скачкообразных движениях глаз.

Последним этапом зр. акта, происходящем в мозгу, являются осмысление видимого и узнавание знакомых предметов. При этом возможно появление *иллюзий оптических*.

Рес. ф-ции З. можно характеризовать статистич. усреднёнными параметрами. Порог чувствит. зр. в л. и с. и после длит. темновой адаптации достигает 10^{-7} кд/м². Квантовая эффективность при этом составляет $\sim 3\%$. С увеличением яркости квантовая эффективность медленно убывает до $0,5\%$ при 100 кд/м². Глаз способен работать и при больших яркостях вплоть до 10^8 кд/м² при соответствующей адаптации.

Восприятие света происходит с задержкой от $0,1$ с до $0,25$ с, зависящей от яркости и цвета. Инерция З. сохраняет зр. образ после прекращения действия света $0,1-0,2$ с. Переменное освещение при частоте мельканий ≥ 50 Гц (и ср. яркости ~ 100 кд/м²) воспринимается как постоянное.

Контрастная чувствительность характеризует способность глаза различать два одноцветных смежных поля при данном уровне адаптации, отличающихся минимально заметным различием яркости ΔB . Отношение $\Delta B/B$ наз. порогом контрастной чувствительности; при ср. яркостях ($1-10^4$ кд/м²) величина порога постоянна и составляет $1-0,5\%$.

Разрешающая способность зр. глаза определяется минимальным углом З. между двумя различно яркими объектами. Величина её зависит от условий наблюдения, яркости и контраста объектов, их цвета и т. п. Более строго можно определить различимость объектов по *частотно-контрастной характеристике*. При ср. яркостях глаз различает решётку с угл. частотой штрихов $1/30'$ при контрасте $80-90\%$; с частотой $1/10'$ при контрасте $65-85\%$; с частотой $1/1'$ при контрасте не более 10% .

Острота З. представляет величину, обратную разрешающей способности. Острота З. условно принимается равной 1 , при разрешающей способности в центре поля З. равной $1'$. С удалением от зр. оси на $25'$ острота падает вдвое, а на расстояниях $10'$ от зр. ос. составляет 20% от макс. значения.

При бинокулярном З. (двумя глазами) направление взора определяется одним из глаз, наз. ведущим. Наблюдаемая картина — результат слияния (фузии) полей З. правого и левого глаза. Это обеспечивается конвергенцией (т. е. поворотом) глаз в направлении фиксируемого объекта. Полное слияние происходит только для объектов, равноудалённых от обоих глаз. Чтобы обеспечить фузию др. явлений, необходимо изменить угол конвергенции (угол, образованный зр. осями глаз). Оценка разности этих углов позволяет определить глубинное расположение предметов. Порог различения глубины Δr на разных расстояниях r определяется соотношением $\Delta r = r^2 \Delta \theta / (b-r)$, где $\Delta \theta$ — мш. различие разности углов конвергенции (предельный угловой параллакс), b — базис между зрачками глаз. Величина $\Delta \theta$ в оптич. условиях наблюдения составляет $2''-5''$, $b = 62-65$ мм. На близком расстоянии $0,2-0,3$ м обнаруживается различие глубины ≈ 30 мм, а на расстоянии в 1 м это различие не меньше $0,5$ мм.

Зрит. различение цветов происходит по яркости, цветовому тону и по насыщенности и различно у разных людей (см. *Колориметрия*). Общее количество различимых в спектре цветовых тонов около 150 . В жёлтой и голубой области спектра порог различения составляет ~ 1 нм, а за пределами области $430-650$ нм до фиолетового и красного концов спектра не наблюдается различия в цветовом тоне.

Ждётся нятю сетчатки может обнаруживать и поляризацию света: если плоскость линейно-поляризованного света медленно вращается, то в центре поля З. глаза возникает фигура, являющаяся вращающейся проспелер с тёмными лопастями.

Глаз очень чувствителен к восприятию движения, им замечается смещение объекта на фоне других на угол $\sim 10'$. При непрерывном движении объекта наименьшая угл. скорость, при к-рой глаз воспринимает движение, равна $\sim 1'-2'$ с⁻¹.

Важной характеристикой З. является также пропускная способность, т. е. количество информации, к-рое может быть воспринято и переработано аппаратом З. (включая и мозг) в единицу времени. Она определяется величиной порядка $15-17$ бит/с.

Лит.: Кравцов С. В., Глаз и его работа, 4 изд., М.—Л., 1950; Валуев Н. А., Физика зрения, М., 1963; Роиц А., Зрение человека и электронное зрение, пер. с англ., М., 1977; Демянов В. Е., Как мы видим то, что видим, М., 1979; Роиц И., Введение в зрительное восприятие, пер. с англ., кн. 1-2, М., 1980; Луизов А. В., Глаз и свет, Л., 1983. Н. А. Валуев.



ИГНИТРОН — один из типов ионных приборов с ртутным катодом и управляемым *двумя разрядами*; используется в основном как сильноточный выпрямитель (с силой тока до 10 кА и напряжением до 5 кВ). Подробнее см. в ст. *Ионные приборы*.

ИДЕАЛЬНАЯ ЖИДКОСТЬ — воображаемая жидкость, лишённая вязкости и теплопроводности. В И.ж. отсутствует внутр. трение, т. е. яет касат. напряжения между двумя соседними слоями, она непрерывна и не имеет структуры. Такая идеализация допустима во мн. случаях течения, рассматриваемых в гидродинамике, и даёт хорошее описание реальных течений жидкостей и газов на достаточном удалении от омываемых твёрдых поверхностей и поверхностей раздела с неподвижной средой.

ИДЕАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА — оптическая система, создающая идеальное (безабберационное) изображение в представлениях *геометрической оптики* для *гомоцентрических пучков лучей*. Теорию И. о. с. разработал К. Гаусс (С. F. Gauß) в 1841. И. о. с. изображает каждую точку пространства предметов точкой в пространстве изображений и сохраняет масштаб изображения, т. е. любую плоскую геом. фигуру изображает и виде подобной плоской фигуры, также перпендикулярной оптич. осей. Этим условиям удовлетворяет только оптич. система, состоящая из одного или неск. плоских зеркал. Линзовые оптич. системы обладают абберациями. С достаточным приближением И. о. с. может быть осуществлена в виде центрированной оптич. системы, если ограничиться параксимальными пучками, т. е. объектами вблизи осей симметрии (см. также *Изображение оптическое*).

А. П. Грамматин.

ИДЕАЛЬНАЯ ПЛАЗМА — плазма, в к-рой ср. потен. энергия взаимодействия частиц значительно меньше их ср. кинетич. энергии. И. п. можно рассматривать как идеальный газ заряж. частиц, т. е. как газ,

в к-ром могут существовать электрич. поле и электростатический заряд, но никак не две отд. частицы не взаимодействуют. Для плазмы, заряд. частицы к-рой взаимодействуют по закону Кулона, ср. расстояние до соседней взаимодействующей частицы $r \sim n^{-1/3}$ (n — число заряд. частиц в ед. объёма), а энергия кулоновского взаимодействия $\sim e^2 n^{1/3}$ (e — заряд частицы). Степень идеальности такой плазмы характеризуется плазменным параметром взаимодействия $\gamma = e^2 r T$ (T — темп-ра). Используя выражение для дебаевского радиуса экранирования $r_D \sim \sqrt{T/m_e^2}$, условие идеальности плазмы можно записать в виде $\mu = 1/n r_D^3 \ll 1$ (μ — плазменный параметр идеальности), т. е. плазма будет идеальной, если число частиц в дебаевской сфере велико. Для И. п. оба параметра γ и $\mu \ll 1$. Параметр идеальности μ характеризует не только вклад потенц. энергии взаимодействия в ср. энергию и др. термодинамич. ф-ции, но и определяет роль столкновений заряд. частиц при неравновесных процессах. Частота столкновений заряд. частиц пропорциональна μ , поэтому при описании неравновесных процессов, определяющих, в частности, установление равновесного состояния, необходимо учитывать даже слабую неидеальность (см. *Неидеальная плазма*).

На практике в большинстве случаев плазма близка к идеальной: это плазма газовых разрядов, солнечного ветра, солнечной короны, ионосферы, плазма в МГД-генераторах, электронно-лучевая плазма полупроводников (см. ср. к ст. *Космическая плазма*). К неидеальной плазме относятся электрический газ в металлах, квантовая вырожденная плазма в белых карликах, плазма в магнитосферах пульсаров, плазма при очень высоких давлениях (десятки тыс. градусов) и высоких темп-рах (10^8 K) — плазма в центре Солнца и плазма в условиях термоядерного синтеза.

Лит.: Аринкович Д. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Климовичи и Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982. Ю. Л. Климовичи.

ИДЕАЛЬНО-ПЛАСТИЧЕСКОЕ ТЕЛО — абстрактная матем. модель пластич. тела, в к-рой не учитываются упругие материалы в процессе деформирования. Образец AB (рис.), к-рый можно рассматривать как И.-п. т., может пластич. деформироваться без дальнейшего увеличения нагрузки P , когда растягивающее напряжение достигает нек-рого значения σ_0 . Для случая сложного напряжённого состояния тела переход в пластич. область в к-л. его точке наступает тогда, когда напряжения удовлетворяют *пластичности условиям*.

Понятие И.-п. т. применяется в расчётах технол. процессов ковки, волочения, штамповки, прокатки металлов, не обладающих значит. упругим. Понятие И.-п. т. используется в теории предельного равновесия, определяющей предельные значения нагрузок для исследуемой конструкции.

Лит.: Прагер В., Ходж Ф. Г., Теория идеально-пластических тел, пер. с англ., М., 1956; Работнов Ю. Н., Механика деформируемого твёрдого тела, М., 1979.

Д. Д. Волев.

ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ — теоретич. модель газа, в к-рой пренебрегают размерами и взаимодействиями частиц газа и учитывают лишь их уругие столкновения. Это понятие, представление было расширено, в более широком понимании И. г. состоит из частиц, представляющих собой уругие сферы радиуса r или эллипсоиды, у них проявляется атомная структура. Расшир. модель И. г. позволяет учитывать не только поступательное, но и вращательное и колебательное движения его частиц,

вводить в рассмотрение ряды с центральными и нецентральными соударениями, исследовать переходы энергии из одной степени свободы в другую и т. д.

Внутр. энергия И. г. определяется лишь кинетич. энергией его частиц (в противоположность моделям репчатого газа, в частности *Ишига модели*, где кинетич. энергией пренебрегают и учитывают лишь потенц. энергию взаимодействия частиц).

Модель И. г. предложена в 1847 Дж. Геранатом (J. I. Gerhardt). На основе этой модели были теоретически выведены ранее эксперим. установленные газовые законы (законы Бойля — Мариотта, Гей-Люссака, Шарля, Авогадро). Эта модель И. г. легла в основу молекулярно-кинетич. представлений. Позднее экспериментально были обнаружены отклонения от законов И. г. [А. В. Ренью (H. V. Regnaud)], Дж. Томсон (J. Thomson), Т. Эндрю (Th. Andrews), а в 1873 эти отклонения были теоретически обоснованы Я. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals).

Модель И. г. справедлива для реальных классич. и квантовых газов при достаточно высоких темп-рах и разрежениях. В совр. физике понятие И. г. применяют при описании ансамбля любых слабовазимодействующих частиц и квазичастиц, бозонов и фермионов. Осн. законы И. г. — уравнение состояния и закон Авогадро, первые связанный макрохарактеристики газа (давление, темп-ру, массу) с массой его молекулы. Мн. кинетич. и термодинамич. свойства реальных газов в рамках этой модели могут быть выражены в виде степенных разложений с помощью ф-ций распределения частиц И. г.

Модель И. г. позволяет оценить мн. характеристики газа, напр. ср. расстояние L между частицами: $L \sim n^{-1/3}$, где n — плотность газа (число частиц в ед. объёма), а с учётом пуассоновского характера пространственного распределения частиц $L = 0,55396 n^{-1/3}$. Критерий идеальности к.-л. газа $\varepsilon \ll 1$, где $\varepsilon = \mu^2$ — безразмерный параметр плотности.

При квантовомеханич. описании атомов и молекул И. г., кроме классич. параметров (давления, темп-ры, плотности, массы частиц и т. д.), вводится дополнительно длина волны де Бройля $\lambda_T = h/mv_0$ для частицы, движущейся как целое, и $\lambda_0 = h/mv_0$ для внутримолекулярных движений (m и μ — масса и приведенная масса молекулы, v_0 и v скорости внутримолекулярных перемещений и движения молекулы как целого соответственно). Квантовые эффекты проявляются при $\lambda_0 \ll L \ll \lambda_T$. При $\lambda_0 \ll \lambda_T \ll L$ движение частицы как целого описывается законами классич. механики, а внутримолекулярное — квантово-механич. законами.

В внутримолекулярным движениям относят также и акты столкновений частиц газа, для к-рых классич. рассмотрение допустимо лишь при $r \gg \lambda_T$. Это условие можно записать в виде

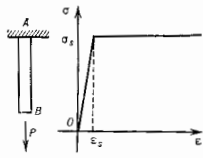
$$\frac{(3mkT)^{1/2}}{h} n^{-1/3} \gg 1. \quad (8)$$

При $r \lesssim \lambda_T$ столкновения сопровождаются дифракц. эффектами и классич. рассмотрение неравнмерно. Подставляя реальные параметры в (8), можно установить, что существенные квантовые явления должны наблюдаться, напр., для изотопов водорода и гелия при низких темп-рах. К квантовым эффектам относятся также динамика намагниченности в спин-поляризованных разреженных газах (напр., коллективные спиновые осцилляции).

Лит.: Башкин Е. П., Спиновые волны и квантовые коллективные явления в бозегазовых газах, «УФН», 1986, т. 148, с. 433, см. также лит. при ст. Газ. Ю. Н. Любимов.

ИДЕАЛЬНЫЙ КРИСТАЛЛ — физ. модель, представляющая собой бесконечный монокристалл, не содержащий примесей или структурных дефектов (*вакансий, межузельных атомов, дислокаций* и др.). Отличие реальных кристаллов от И. к. связано с конечностью их размеров и наличием дефектов. Наличие нек-рых де-

Диаграмма напряжение—деформация образца из идеально-пластического материала.



фектов (напр., примесей, междокристаллических границ) в реальных кристаллах можно практически полностью избежать с помощью спец. методов выращивания, отжига или очистки. Однако при темп-ре $T > OK$ в кристаллах всегда есть конечная концентрация (термоактивированных) вакансий и междоузельных атомов, число к-рых в равновесии экспоненциально убывает с пониженным темп-ры.

ИДЕОГРАММА (от греч. *idéa* — идея, образ, понятие и *grámma* — запись) — один из способов графич. представления плотности распределения вероятности случайной величины. В отличие от *гистограммы* И. составляет частично участь ошибки измерений.

Пусть x_1, \dots, x_n — результаты измерений случайной величины x , плотность распределения вероятности k -рой необходимо изобразить, а $\sigma_1, \dots, \sigma_n$ — ошибки этих измерений. Сопоставим каждому измерению f_i -шко

$$f_i(x) = (2\pi\sigma_i^2)^{-1/2} \exp[-(x-x_i)^2/2\sigma_i^2],$$

т. е. будем считать, что истинное значение случайной величины x распределено нормально (см. *Гаусса распределение*) около результата измерений. И. наз.

изображение суммы этих f_i -шеч:

$$F(x) = \sum_{i=1}^n f_i(x).$$

И. используются для графич. представления результатов измерений случайной величины с разн. значениями ошибками. На практике часто вместо f_i -шеч $F(x)$ вычисляют

приближенные значения интегралов от поё по равным небольшим отрезкам оси x , т. е. используют *гистограмму* f_i -шеч $F(x)$.

На рис. изображена И., полученная при сопоставлении результатов измерения массы h -мезона разными авторами (1980). Индивидуальные измерения изображены в виде крестов, длина горизонтальной перекладины соответствует ошибке данного измерения. Наличие трёх пиков в И. свидетельствует о несогласованности результатов.

ИЗГИБ — вид деформации, характеризующийся изменением кривизны оси (бруса, балки, стержня) или срединной поверхности (*пластинки, оболочки*) под действием выпш. сил или темп-ры.

Применительно к прямому брусу различают *плоский* (прямой), *косой*, *чистый*, *поперечный* и *продольный* И. Плоский И. возникает, когда силы, изгибающие брус, совпадают с одной из его пл. плоскостей, т. е. плоскостей, проходящих через ось бруса и пл. осей инерции его поперечных сечений. Косой И. возникает, если силы, изгибающие брус, лежат в плоскости, проходящей через ось бруса, но не совпадающей ни с одной из его главных плоскостей. Чистый И. происходит под действием только пар сил (изгибающих моментов),

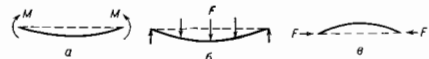


Рис. 1. Изгиб бруса: а — чистый; б — поперечный; в — продольный.

напр. в случае приложения к концам бруса двух равных по величине и противоположных по направлению моментов M (рис. 1, а). Поперечный И. происходит как под действием изгибающих моментов, так и поперечных сил, напр. в случае действия на брус сосредоточенных сил (рис. 1, б). Продольный И. воз-

никает под действием на стержень продольных сжимающих сил F (рис. 1, в), при достижении к-рыми нек-рых величин (*критических сил*) может произойти потеря устойчивости равновесия (см. *Продольный изгиб, Устойчивость упругих систем*).

Изучение И. производится в предположении, что поперечные сечения бруса, плоские до И., остаются плоскими и носле него (гипотеза плоских сечений), что продольные волокна бруса при И. не сжимают друг друга и не стремятся оторваться одно от другого. Получаемые при этом расчётные f -ды применимы, если поперечные размеры бруса малы по сравнению с его длиной и отсутствуют резкие изменения поперечных сечений бруса.

При чистом И. в сечениях бруса действуют только изгибающие моменты и кривою постоянной величини, поэтому, если из прямого бруса, работающего в упругой области (рис. 2, а), выделить двумя поперечными сечениями элемент длиной ds , то действие отброшенных частей бруса на элемент ds можно заменить равными моментами M . При И. поперечные сечения, располо-

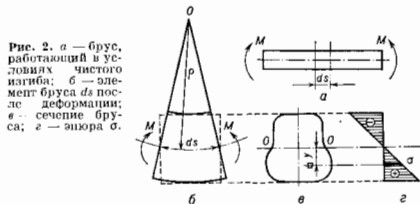


Рис. 2. а — брус, работающий в условиях чистого изгиба; б — элемент бруса ds после деформации; в — сечение бруса; г — эпюра σ .

женные по концам элемента ds , наклоняются одно к другому, остаются плоскими (рис. 2, б), а продольные волокна, расположенные на выпуклой стороне элемента, удлиняются, на вогнутой — укорачиваются; промежуточный слой, волокна к-рого не изменяют своей длины, наз. *нейтральным слоем*. Линия пересечения нейтрального слоя с плоскостью любого поперечного сечения наз. *нейтральной линией*. При И. прямого бруса нейтральный слой проходит через центры тяжести поперечных сечений и наз. *нейтральной осью* (длины $Q-O$ на рис. 2, в). В сечении по одну сторону от нейтральной оси возникает растягивающее, а по другую — сжимающие нормальные напряжения σ , возрастающие по мере удаления от нейтральной оси по линейному закону (рис. 2, г) $\sigma = My/I$, где y — расстояние от нейтральной оси до рассматриваемого волокна поперечного сечения, а I — момент инерции поперечного сечения относительно нейтральной оси. Для балок из материалов, одинаково работающих на растяжение и сжатие, в поперечных сечениях, симметричных относительно нейтральной оси, наибольшие нормальные напряжения в крайних волокнах определяются по f -де: $\sigma = \pm M/W$, где $W = 2I/h$ — момент сопротивления поперечного сечения, $h/2$ — половина высоты сечения.

При поперечном И. в сечениях бруса действуют как изгибающий момент, так и поперечная сила, к-рые в зависимости от вида нагрузок изменяются по длине бруса. Характер их изменения изображается графически с помощью эпюр изгибающих моментов M и поперечных сил Q (рис. 3). В поперечных сечениях кроме нормальных напряжений σ возникает также касательные напряжения τ . Нормальные напряжения определяются теми же f -лами, как и при чистом И. Касательные напряжения τ для заданной точки бруса (рис. 4) получаются равными в площадках, расположенных в плоскости поперечного сечения, и в площадках, параллельных нейтральному слою; по ширине се-

чения касательные напряжения принимают: одинаковыми и определяются ф-лой Журавского: $\tau = QS/1b$, где Q — поперечная сила в сечении, S — статич. момент относительно нейтральной оси той части сечения, к-рая лежит выше (или ниже) рассматриваемой точки,

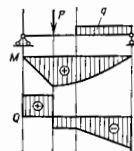


Рис. 3. Эпюры M и Q для балки, нагруженной одним сосредоточенным грузом P и равномерно распределенной нагрузкой интенсивностью q .

b — ширина сечения на уровне этой точки. Наибольшие τ имеют место у нейтральной оси бруса.

При И. ось бруса искривляется, её кривизна определяется выражением $1/\rho = M/EI$, где ρ — радиус кривизны изогнутой оси в рассматриваемом сечении, E — модуль продольной упругости материала (модуль Юнга). Ордината u изогнутой оси нах. прогибом в данной точке. При малых прогибах первоначально прямых брусков зависимость между прогибом и изгибющим моментом выражается ур-нием: $d^2u/dx^2 = M/EI$, интегрированием к-рого находят выражение для изогнутой оси бруса $v = f(x)$.

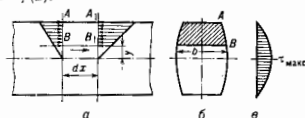


Рис. 4. Касательные напряжения при поперечном изгибе бруса: a — элемент ABV_1A_1 , выражаемый из бруса при исследовании касательных напряжений; b — сечение бруса; v — эпюра касательных напряжений.

Косой И. сводится к сочетанию двух плоских И., к-рые получают разложением внешних сил (или изгибающих моментов) на составляющие по гл. осям инерции сечения. Нормальные напряжения обоих плоских И. складываются алгебраически и для произвольной точки сечения выражаются ф-лой:

$$\sigma = \frac{M_x}{I_x} y + \frac{M_y}{I_y} x,$$

где M_x, M_y — изгибающие моменты в сечении относительно гл. осей x и y ; I_x, I_y — моменты инерции сечения относительно гл. осей; x, y — координаты той точки поперечного сечения, в к-рой определяется напряжение.

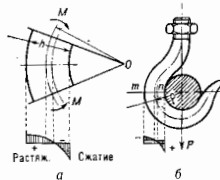


Рис. 5. Распределение напряжений: a — при чистом изгибе бруса большой кривизны; b — в крайнем пологом приспособлении.

В кривых брусках большой кривизны, у к-рых отношение радиуса кривизны ρ к высоте сечения h меньше 4—6, наличие кривизны резко сказывается на распределении напряжений. При чистом И. такого бруса нейтральная ось смещается от геометрич. оси к центру кривизны бруса, нормальные напряжения распределяются по высоте сечения по гиперболы. закону (рис. 5, a) и резко возрастают по мере приближения к внутр. краю бруса. Напр., для крутка подъёмного приспособления наибольшие напряжения возникают в сечении $m-n$ (рис. 5, b) и складываются из двух частей:

от растяжения силой P и от И. моментом $M = P\rho$, где P — нагрузка на крюк, ρ — радиус кривизны оси бруса в области сечения $m-n$. Для произвольной точки сечения $m-n$ нормальные напряжения определяются ф-лой:

$$\sigma = \frac{P}{F} + \frac{M}{S} \frac{y}{r-y},$$

где F — площадь поперечного сечения, S — статич. момент этой площади относительно нейтральной линии, y — расстояние от рассматриваемой точки до нейтральной оси, r — радиус кривизны нейтрального слоя, зависящий от формы и размеров поперечного сечения и кривизны бруса.

И. бруса с учётом пластич. деформаций можно исследовать приближённо, принимая, что материал одинаково работает на растяжение и сжатие, и беря наиболее простую зависимость между напряжениями и деформациями, напр. в виде ломаной линии, состоящей из наклонного участка при уругрой и горизонтального — при пластич. деформации (рис. 6). При постепенном возрастании нагрузки в сечении с наибольшим изгибающим моментом сначала возникают уругре деформации, затем в крайних точках сечения появляются пластич. области (рис. 7), к-рые, постепенно увеличиваясь,

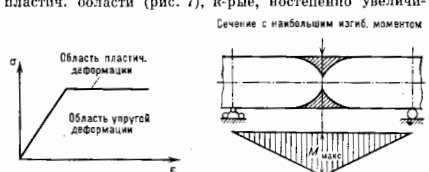


Рис. 6. Зависимость между напряжениями σ и деформацией ϵ при уругропластическом изгибе бруса.

Сечение с наибольшим изгиб. моментом

Рис. 7. Возникновение пластич. сечского шарфа в сечении с наибольшим изгибающим моментом.

ваке, полностью охватывают обе половины сечения. Такое состояние наз. в л а с т и ч е с к и м шарфом; ему соответствует предельный изгибающий момент, по которому определяют предельную нагрузку на брус.

При точном исследовании И. с учётом пластич. деформаций пользуются более сложными методами, изучая весь процесс деформирования бруса, его разгрузки и повторное нагружение. Исследование осложняется при необходимости учитывать влияние на И. времени, высоких темп-р, а также синопфич. свойств материала, напр. в случае брусков, выполненных из пластмасс, следует учитывать реология. эффекты (см. Реология).

Лит.: Б е л я е в Н. М., Сопротивление материалов, 15 изд., М., 1976; Т и м о ш е н к о С. П., Г у л ь е р Д. Ж., Теория уругрости, пер. с англ., М., 1975; Т е р е г у з о в И. Г., Сопротивление материалов и основы теории уругрости и пластичности, М., 1984.

ИЗГИБНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (магнитодрейфовое излучение), возникает при движении заряд. частиц вдоль искривлённых силовых линий магн. поля. Конечно, заряд. частица не может двигаться точно вдоль магн. силовой линии, т. к. в этом случае Лоренца сила, действующая со стороны магн. поля на частицу, обращается в нуль. В действительности у частицы наряду со скоростью вдоль магн. поля $v_{||}$ появляется дрейфовый компонент скорости v_{\perp} , ортогональный плоскости, касательной к силовой линии магн. поля:

$$v_{\perp} = \frac{v_{||}^2}{\omega_B R_m} \left(\frac{\epsilon}{mc^2} \right)^2,$$

где $\omega_B = qB/mc$ — циклотронная частота, B — напряжённость магн. поля, R_m — радиус кривизны магн. силовых линий, c — скорость света в вакууме, ϵ ,

q и m — энергия, электрич. заряд и масса частицы соответственно. Этот компонент скорости и обеспечивает появление силы Лоренца, искривляющей траекторию частицы в соответствии с формой силовой линии.

И. и. ультрарелятивистских частиц отличается от синхротронного излучения лишь тем, что в случае И. и. радиус кривизны траектории частицы R_k определяется геометрией магн. поля ($R_k \gg R_m$) и не зависит от энергии частицы, а в случае синхротронного излучения величина R_k увеличивается пропорционально энергии частицы. Вследствие этого характерная частота ω_0 и мощность P И. и. растут быстрее с увеличением энергии частицы, чем при синхротронном излучении:

$$\omega_0 = \frac{3c}{2R_m} \left(\frac{e}{mc^2} \right)^3, \quad P = \frac{2\sigma c^3}{3R_m^2} \left(\frac{e}{mc^2} \right)^4.$$

И. и., по-видимому, играет большую роль при генерации падающего излучения пульсаров. Мощность И. и. частиц, истекающих из пульсаров, достаточна для объяснения их рентг. и гамма-излучения. Опич. и радиоизлучение пульсаров можно объяснить И. и. лишь в том случае, если оно является когерентным, т. е. испускается заряд. сгустками частиц с размерами меньше длины волны генерируемого ими излучения. Возможно также, что когерентный механизм И. и. ответствен за генерацию переменного радиоизлучения квазаров и ядер активных галактик.

Лит.: Клепиков Н. П., Излучение фотонов и электронов-позитронов пар в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1954, т. 26, с. 19; Oshelkov Yu. P., Usov V. V., Curvature radiation of relativistic particles in the magnetosphere of pulsars, I. Theory, «Astrophys. and Space Sci.», 1980, v. 69, p. 439.

В. Р. Усов.

ИЗГИБНЫЕ ВОЛНЫ — деформации изгиба, распространяющиеся в стержнях и пластинках. Длина И. в. всегда много больше толщины стержня и пластинки. Если длина волны становится сравнимой с толщиной, то движение в волне усложняется и волну уже не наз. погнутой. Примеры И. в. — стоячие волны в камертонах, в деках музыкальных инструментов, в диффузорах громкоговорителей, а также волны, возникающие при вибрациях тонкостенных механ. конструкций (корпусов самолётов и автомобилей, перекрытий и стен зданий и т. п.).

В бесконечных стержнях и пластинках возникают бегущие И. в. В стержне направлением распространения волны является его ось; в пластинке плоские И. в. могут распространяться по любому направлению, ориентированному в её плоскости и, кроме того, возможны цилиндрич. И. в. При распространении И. в. в каждый элемент стержня или пластинки смещается перпендикулярно оси стержня или плоскости пластинки (рис.).



И. в. малых амплитуд в стержне и пластинке описываются соответственно ур-ниями:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + ER^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0, \quad \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{Eh^3}{12(1-\sigma^2)} \Delta^2 u = 0,$$

где t — время, z — координата вдоль оси стержня, Δ — двумерный оператор Лапласа по координатам плоскости пластинки, u — смещение элементов стержня или пластинки, ρ — плотность материала, E — модуль Юнга, σ — коэф. Пуассона, R — радиус инерции поперечного сечения стержня относительно оси, перпен-

дикулярной плоскости изгиба и проходящей через периферийную поверхность, h — толщина пластинки.

Фазовые скорости $c_{ст}$ и $c_{пл}$ гармонич. И. в. частоты ω в стержне и пластинке соответственно равны $c_{ст} = \sqrt{ER^2/\rho} \omega$, $c_{пл} = \sqrt{Eh^3/12\rho(1-\sigma^2)} \omega$. Эти скорости много меньше фазовых скоростей c_l продольных волн в стержне и пластинке. Для И. в. характерна дисперсия — при увеличении частоты фазовая скорость возрастает (см. Дисперсия звука). Групповая скорость И. в. равна удвоенному значению фазовой скорости.

В стержнях и пластинках, размеры к-рых в направлении распространения И. в. ограничены, в результате отражений от концов возникают стоячие И. в. Если размеры пластинки ограничены по фронту И. в., то в пластинке возможна целая совокупность И. в., отличающихся друг от друга фазовыми скоростями и распределением амплитуд вдоль фронта. Такие И. в. являются одним из видов нормальных волн в упругих волноводах (см. Волновод акустический). И. в. возможны не только в волокнах, но и в искривлённых пластинках (т. н. оболочках). В этом случае возможность существования и характеристики волн определяются геометрией оболочки и граничными условиями на её краях. Так, в замкнутой сферич. оболочке И. в. возможны, в то время как в замкнутой цилиндрич. оболочке со свободными концами цилиндра И. в. возможны; они распространяются как в направлении, перпендикулярном образующей, так и вдоль неё.

И. в. используются для определения коэф. внутреннего трения в твёрдых телах, в дисперсионных УЗ-линзах задержки и др.

Лит.: Динда у Л. Д., ЛиФишиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987, гл. 4—5; Козловский Г. В., Волны напряжения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1955, ч. 1, гл. 3; Бабак Ю. И. М., Теория колебаний, 3 изд., М., 1968, ч. 2, гл. 7, 8; Лозеб Г., Динамическая теория звука, пер. с англ., М., 1960, гл. 4—5.

ИЗИНГА МОДЕЛЬ — предельно упрощённая модель магнетика в виде системы магн. диполей (спинов), расположенных в узлах кристаллич. решётки. В каждом узле с номером k спин может быть направлен «вверх» ($\sigma_k = +1$) или «вниз» ($\sigma_k = -1$). В микроскопич. состоянии системы заданы ориентации спинов во всех узлах решётки. Энергия $E\{\sigma\}$ микроскопич. состояния $\{\sigma\}$ складывается из обменного взаимодействия спинов, описываемого константами I_{kl} , и взаимодействия спинов с внеш. магн. полем h :

$$E\{\sigma\} = - \sum_{k, l} I_{kl} \sigma_k \sigma_l - h \sum_k \sigma_k,$$

суммирование ведётся по узлам решётки. И. м. введена В. Ленцем (W. Lenz) в 1920, для одномерного случая исследована Э. Изингом (E. Ising) в 1925, для двумерной решётки — Л. Онсагером (L. Onsager) в 1944.

При $h=0$ любой энергетич. уровень дважды вырожден, т. к. энергия взаимодействия не изменяется при перевороте всех спинов (изменении знака всех σ_k). Преобразованием $\sigma_k \rightarrow -\sigma_k$ вместе с тождеств. преобразованием образуют группу симметрии Z_2 . Фазовые переходы в И. м. связаны со спонтанным нарушением этой симметрии. Включение магн. поля нарушает симметрию Z_2 .

Разновидности модели. Взаимодействие ближайших соседей: $I_{kl} \neq 0$, только если узлы k и l соседни ребром решётки. Однородная И. м. (с взаимодействием ближайших соседей): величина I_{kl} не изменяется при трансляции ребра (k, l) на произвольный вектор решётки и зависит лишь от ориентации ребра (k, l) (а не з ориентация И. м.). Однородная изотропная И. м.: пост. I_{kl} одинаковы на всех ребрах. Ферромагнитная И. м.: $I_{kl} > 0$, в осн. состоянии (с наим. энергией) все спины ориентированы одинаково. Антиферромагнитная И. м. (взаимодействие ближайших соседей): $I_{kl} < 0$, предполагается, что решётку можно разделить на две подрешётки. В осн. состоянии все спины одной

подрешётки ориентированы одинаково и противоположно своим двам подрешёткам. Фрустрированные И. м.: $I_{kl} < 0$ на решётках, к-рые нельзя разделить на две подрешётки, напр. на плоской треугольной решётке. В этом случае осн. состояние сильно вырождено.

В ферромагнитной И. м. параметр порядка равен ср. намагниченности, в антиферромагн. И. м. параметр порядка служит разность намагниченностей подрешёток.

Фазовые переходы. В одномерной И. м. все термодинамич. величины являются аналитич. ф-циями темп-ры T и магн. поля, фазовый переход отсутствует. В ферромагн. И. м. на двумерной и трёхмерной решётках при низких темп-рах спонтанная намагниченность отлична от нуля. С ростом T она уменьшается, непрерывно обращаясь в нуль при $T = T_c$. При $h \neq 0$ спонтанная намагниченность конечна при любой темп-ре. На фазовой диаграмме в координатах h, T линия $h=0$ является линией расщепления двух фаз с разными направлениями намагниченности. При переходе через эту линию намагниченность меняет знак вместе с изменением знака h (фазовый переход 1-го рода). Точка $T = T_c, h=0$ является концевой точкой прямой сосуществования двух фаз — критической точкой.

Антиферромагн. И. м. при $h=0$ сводится к ферромагнитной. В слабом выпш. магн. поле зинговский антиферромагнетик переходит из упорядоченного антиферромагнитного состояния при низких темп-рах в неупорядоченное состояние при высоких. На фазовой диаграмме в координатах h, T критич. точки образуют линию.

Для двумерной И. м. на квадратной решётке при $h=0$ в термодинамич. пределе (размеры решётки стремятся к бесконечности) вычислены аналитически свободная энергия, параметр порядка и корреляц. функции. Значения критических показателей приведены в ст. *Двумерные решёточные модели*. Теплоёмкость c_v имеет логарифмич. особенность в точке фазового перехода: $c_v \sim \ln|1 - T/T_c|$.

Для трёхмерной И. м. точные значения критич. индексов неизвестны. Приближённые значения приведены в ст. *Критические показатели*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Патрикянски Я. А. З., Покровский В. В., Л. Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982. С. В. Покровский.

ИЗЛУЧАТЕЛИ ЗВУКА — устройства, предназначенные для возбуждения звуковых волн в газообразных, жидких и твёрдых средах. И. з. преобразуют в энергию звукового поля энергию какого-либо другого вида.

В технике наибольшее распространение в качестве И. з. получили *электроакустические преобразователи*, напр. *эрозоговорители* электродинамич. или электростатич. типа, *пьезоэлектрические преобразователи* и *магнитострикционные преобразователи* для УЗ-техники и акустоэлектроники. В подавляющем большинстве И. з. этого типа электрич. энергия преобразуется в энергию колебаний к-л. твёрдого тела (излучающей пластинки, стержня, мембраны и т. п.), к-рос и излучает в окружающую среду акустич. волны. Все перечисленные преобразователи, как правило, линейны, и, следовательно, колебания излучающей системы воспроизводит по форме возбуждающий электрич. сигнал; лишь при очень больших амплитудах колебаний вблизи верхней границы диапазона И. з. могут возникнуть нелинейные искажения. В преобразователях, предназначенных для излучения монохроматич. волн, используют явление резонанса: они работают на одном из собств. колебаний механич. колебательной системы, на частоту к-рого настраивается генератор электрич. колебаний, возбуждающий преобразователь. Электроакустич. преобразователи, не обладающие твёрдым излучающим элементом, применяются в качестве И. з. сравнительно редко, к ним относятся,

напр., И. з., основанные на преобразовании в электрич. разряд в жидкости, на электрострикции жидкости, на возбуждении уругой волны мошным оптич. излучением (см. *Фотоакустические явления*).

Другой тип И. з. основан на преобразовании кинетич. энергии струи газа или жидкости в энергию акустич. колебаний. Такое преобразование возникает при периодич. прерывании струи (см. *Сирена*), при взаимодействии её с твёрдыми препятствиями разл. вида (см. *Газоструйные излучатели*, *Гидродинамический излучатель*). Механизм звукообразования в таких И. з. может быть связан с генерацией автоколебаний в среде, как, напр., в *Гартмана генераторе*, или с возбуждением колебаний твёрдой излучающей системы, как, напр., в пластичатых гидродинамич. системах или мембранных газоструйных излучателях. Форма излучаемого сигнала и его спектр для И. з. подобного типа определяются режимом течения струи и геометр. параметрами конструкции.

К основным характеристикам И. з. относятся их частотный спектр, излучаемая мощность звука, направленность излучения (см. *Направленность акустических излучателей и приемников*). В случае моночастотного излучения осн. характеристиками являются рабочая частота И. з. и его частотная полоса, границы к-рой определяют наденем излучаемой мощности в два раза но сравнению с её значением на частоте макс. излучения. Для резонансных электроакустич. преобразователей рабочей частотой является собств. частота f_0 преобразователя, а ширина полосы Δf определяется его добротностью Q , т. е. $\Delta f = f_0/Q$. И. з. — электроакустич. преобразователи — характеризуются чувствительностью (отношением звукового давления на определ. расстоянии от излучателя к электрич. напряжению на нём или к протекающему в нём току) и кид (отношением излучаемой акустич. мощности и затраченной электрической). В акустоэлектронике для оценки И. з. используют т. н. коэф. электрич. потерь, равный отношению (в дБ) электрич. мощности к акустической. Иногда для характеристики преобразования энергии в И. з. используют эффективный коэф. электроакустич. связи.

И. з. являются также музыкальные инструменты. У струнных инструментов И. з. служат собств. колебания струн с деками, возбуждаемые ударом или щипком (клавирные и щипковые инструменты), или их автоколебания, возникающие при трении смычка о струну (смычковые); у духовных инструментов звук излучается за счёт автоколебаний столба воздуха в резонансной полости, возбуждаемых продуванием; в ударных инструментах для излучения звука используют свободные колебания мембран, пластин, стержней. Значение музыкальных инструментов характеризуется частотой (*высотой звука*), интенсивностью звука (*сромжностью звука*) и спектральным составом (*тембром звука*).

В качестве И. з. можно рассматривать и звукообразующий аппарат человека и животных (см. *Физиологическая акустика*).

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ — 1) процесс образования свободного эл.-магн. поля при неравномерном движении и взаимодействии электрич. зарядов. 2) Свободное эл.-магн. поле (*электромагнитные волны*). Создаваемое произвольно движущимися электрич. зарядом эл.-магн. поле в общем случае является суммой как осредоточенного вблизи заряда и движущегося вместе с ним собств. поля, так и уходящего от заряда яа бесконечно дальние расстояния поля И. (ноля эл.-магн. волны).

Для системы зарядов собств. поле и поле И. являются суммами соответствующих полей каждого заряда. Существование поля И. — следствие конечности величины скорости распространения эл.-магн. волн в вакууме: $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с. Изменение движения заряда изменяет поле на расстоянии r от него только через

промежутков времени r/c (позтому, напр., при исчезновении зарядов в процессе аннигиляции электрона и позитрона поле И. продолжает существовать и после процесса аннигиляции). Существование поля после исчезновения источника означает, что эл.-магн. поле обладает энергией и импульсом. Удаление поля И. на бесконечно большие расстояния от источника сопровождается потоком уходящей от источника энергии. Образовавшиеся в процессе И. эл.-магн. поле уносит энергию от системы зарядов. Плотность потока энергии (кол-во энергии, протекающей за единицу времени через единицу нормальной к нему поверхности) определяется *Пойнтинга вектором*, пропорциональным векторному произведению $[E \mathbf{H}]$ напряженностей электр. E и магн. H полей в эл.-магн. волне. На дальних от системы зарядов расстояниях её объект, поле пренебрежимо мало и вся энергия определяется полем И. Поток энергии поля И. через сферу большого радиуса R с центром внутри системы зарядов позтому не должен зависеть от r :

$$\int r ([E \mathbf{H}]) r d\Omega = \text{const}$$

(Ω — телесный угол). Отсюда следует, что величины E и H обратно пропорциональны r .

ИЗЛУЧАЕМОЕ ПОЛЕ в общем случае действует на источник И., совершая работу над токами в излучающей системе. Силы, действующие на систему со стороны излучаемого поля, наз. силами реакции излучения или радиационными силами. Работа раднц. сил над источником складывается из потерь энергии на И. и из изменения энергии эл.-магн. поля, созданного системой.

И. характеризует частота ω (длина волны $\lambda = c/2\omega$) или набор частот, интенсивность его может зависеть от направления, т.е. энергия И. системы распределяется к-л. образом по углам и частотам. Если законы движения $r_1(t), \dots, r_N(t)$ каждого из N зарядов (e_1, \dots, e_N) излучающей системы известны, то *Максвелла уравнения* позволяют получить энергию И. системы в интервале частот $d\omega$ в элемент телесного угла $d\Omega$, выбранного вокруг единичного вектора \mathbf{n} , направленного на точку наблюдения:

$$d^2E(\mathbf{n}, \omega) = \frac{\omega^4 d\omega d\Omega}{4\pi^2 c^3} \left| \sum_{a=1}^N e_a \left[\mathbf{n} \int_{-\infty}^{\infty} v_a(t) dt \times \exp i(\omega t - k r_a(t)) \right] \right|^2, \quad (1)$$

где $v_a(t) = dr_a(t)/dt$ — скорость a -го заряда, $k = \omega/c$. Выражение (1) применимо в том случае, когда точка наблюдения бесконечно удалена от заряда, т.е. все характерные размеры задачи пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием R до точки наблюдения.

ИЗЛУЧЕНИЕ ПРОЗВИЩНОМУ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА. Рассмотрение И. одного заряда, движущегося с ускорением, по частотам (частотный спектр И.) можно получить, интегрируя по углам выражение (1) при $N=1$:

$$\frac{d^2E(\omega)}{d\omega} = \frac{e^2 \omega^4}{4\pi^2 c^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dt' dt'' \frac{c^2 - v(t+t') \cdot v(t+t'')}{k |r(t+t') - r(t+t'')|} \times \\ \times \{ \sin[\omega t - k |r(t+t') - r(t+t'')|] - \\ - \sin[\omega t + k |r(t+t') - r(t+t'')|] \}.$$

Для случая, когда заряд e равномерно движется со скоростью v и в момент времени $t=0$ мгновенно останавливается, получим:

$$\frac{d^2E(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c^3} \cdot \frac{[n v]^2}{[c - (n v)]^2}, \quad (2)$$

Приближение мгновенной остановки справедливо, если промежуток времени Δt , в течение k -рого заряд останавливается, мал по сравнению с эфф. промежутком

времени, дающим осн. вклад в интеграл по времени в (1). Можно показать, что этот эфф. промежуток времени имеет величину $\sim (\omega - kv)^{-1}$, тогда условие применимости приближения мгновенной остановки имеет вид

$$\omega \Delta t \left(1 - \frac{nv}{c} \right) < 1, \quad (3)$$

т.е. рассматриваемая область частот имеет верхнюю границу.

Для ультрарелятивистских частиц и малых углов θ между направлениями наблюдения И. и распространения частиц (в ультрарелятивистском случае существуют только малые углы) это неравенство примет вид:

$$\omega \Delta t \left[\left(\frac{mc}{e} \right)^2 + \theta^2 \right] < 1$$

(e — энергия частиц). Из (2) следует, что распределение излучаемой энергии по частотам не зависит от частоты. Распределение излученной энергии по Ω и ω также описывается θ^{-4} (2), если вместо внезапной остановки рассмотреть внезапное начало движения заряда с пост. скоростью; такая задача соответствует, в частности, излучению при бета-распаде ядра атома.

Причины, вызывающие изменение движения зарядов, частицы, могут быть различными. В зависимости от них возможны разл. типы И., k -рые имеют свои особенности.

Тормозное излучение возникает при торможении и отклонении от нач. направления движущихся зарядов, частицы в результате её рассеяния на атоме. Если время Δt , за k -рое заряд меняет скорость от v_1 до v_2 , удовлетворяет условию (3), то отклонение можно считать мгновенным, тогда

$$\frac{d^2E(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c^3} \left| \frac{[n v_1]}{c - (n v_1)} - \frac{[n v_2]}{c - (n v_2)} \right|^2.$$

Умножив это выражение на вероятность изменения скорости частицы от v_1 до v_2 и проинтегрировав полученное выражение по всем v_2 , получим распределение энергии тормозного И. по углам и частотам (не зависящее от частоты). Тормозное И. — осн. причина потерь энергии релятивистских электронов в веществе, если энергия электрона больше нек-рой критической, составляющей для воздуха ~ 83 , для Al — 47 и для Pb — 59 МэВ.

Магнитотормозное излучение возникает при движении зарядов, частицы в магн. поле, искривляющем траекторию её движения. В стационарном и однородном магн. поле частица движется по окружности с частотой обращения $\Omega = ec/H$ (H — напряженность магн. поля, e — энергия заряд. частицы). Периодичность движения заряда приводит к тому, что излучаемые частоты — целые кратные частоты Ω ; $\omega = n\Omega$. При ультрарелятивистских энергиях заряда $e \gg mc^2$ наблюдается *синхротронное излучение*, обладающее пироким спектром частот с максимумом в области частот $\sim \Omega (e/mc^2)^3$, в т.ч. осн. доля энергии приходится на область частот $\omega \gg \Omega$. В этой области интервалы между соседними частотами малы по сравнению с частотой ω и распределение частот в спектре синхротронного И. можно считать непрерывным. В области частот $\omega \ll \Omega (e/mc^2)^3$ излучаемая энергия растёт с частотой как $\omega^{1/3}$, в области $\omega \gg \Omega (e/mc^2)^3$ — экспоненциально убывает с ростом частоты. Синхротронное И. обладает также малой угл. расходимостью ($\sim mc^2/k$) и высокой степенью поляризации в плоскости орбиты. Эти свойства синхротронного И., а также возможность точного вычисления его свойств привели к широкому использованию синхротронного И. для спектроскопии в области от рентгеновского до видимого диапазона длин волн (*рентгеновская спектроскопия тонкой структуры протяжённого поглощения* — EXAFS, *фотоэлектронная спектроскопия*, спектроскопия высокого разрешения и др.). Магнитотормозное И. при релятивистских скоростях заряда получило назв. циклотронного И. Оно обладает общими свойствами И. нерелятивистских частиц — ди-

полюсного И. (см. ниже). Его частота совпадает с частотой обращения заряда по окружности Ω .

Ондуляторное И. Возникает при движении ультрарелятивистской заряж. частицы с малыми поперечными периодами, отклонениями, возникающим, напр., при её пролёте через конденсатор с переменным по времени электрич. полем $E = E_0 \cos \omega t$, перпендикулярным к направлению ср. скорости частицы v (см. *Ондуляторное излучение*). Частота ондуляторного И. связана с частотой поперечных колебаний ω_0 соотношением

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - (v/c) \cos \theta}, \quad (4)$$

где θ — угол между v и направлением наблюдения; θ, ω , частота ондуляторного И. жёстко связана с углом наблюдения И. Аналогом ондуляторного И. является И. при *канализированном* заряде: частица в монокристалле, при к-ром прямолинейно движущаяся между соседними кристаллографич. плоскостями частица испытывает поперечные колебания в результате взаимодействия с внутрискристаллич. полем.

Излучение Черенкова — Вавилова возникает при равномерном движении заряда в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света $c/\sqrt{\epsilon}$ в этой среде (здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость среды). Распределение излучаемой энергии по углам и частотам для системы зарядов в среде отличается от (1) множителем $\sqrt{\epsilon}$ и др. определением k : $k = (\omega/c)n\sqrt{\epsilon}$. Для равномерно движущегося единичного заряда распределение интенсивности излучения Черенкова — Вавилова имеет вид

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = T \frac{e^2 \omega}{4\pi c^3} |n v|^2 \delta \left(1 - \frac{v}{c} \sqrt{\epsilon} \cos \theta \right) \quad (5)$$

(T — полное время наблюдения). Появление в этом выражении дельта-функции $\delta(1 - (v/c)\sqrt{\epsilon} \cos \theta)$ означает, что θ определяется равенством $\cos \theta = (c/v)\sqrt{\epsilon}$. Излучение Черенкова — Вавилова используется для измерения энергии заряд. частиц.

Переходное излучение возникает при пересечении равномерно движущимся зарядом области пространства с неоднородными диэлектрич. свойствами, напр. при пересечении им границы раздела двух сред с разл. диэлектрич. проницаемостями или при движении в среде, содержащей неоднородности. Переходное И. и излучение Черенкова — Вавилова — родственные явления, т. к. и то и другое — испускание эл.-магн. волн атомами вещества, возбужденными движущейся частицей: Черенкова — Вавилова И. — результат когерентного высвечивания возбужденных частицей атомов, а переходное — некогерентного высвечивания этих атомов.

Когерентность различных излучателей. Пусть N идентичных излучателей, в каждом из k -рых электрич. заряд движется по одному и тому же закону $r_0(t)$, имеют разл. нач. координаты R_a и разл. нач. моменты времени τ_a . В разное время t координаты a -го излучателя имеют вид

$$r_a(t) = R_a + r_0(t - \tau_a).$$

Подставляя это выражение в (1), можно выразить распределение излучаемой всеми N излучателями энергии $d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega)$ через энергию, излучаемую отд. излучателем:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega) \times \left\{ N + \sum_{a=1}^N \sum_{\substack{b=1 \\ b \neq a}}^N \cos[\omega(\tau_a - \tau_b) - k(R_a - R_b)] \right\}. \quad (6)$$

Если, напр., аргумент косинуса близок к нулю для любых a и b , то излучаемая системой энергия пропорц. квадрату числа излучателей:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = N^2 d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega).$$

Это означает, что в точку наблюдения эл.-магн. волны от разных излучателей приходит с одинаковыми фазами и поля арифметически складываются. Такие излучатели наз. когерентными по отношению друг к другу.

В том случае, когда R_a или τ_a — случайные величины, излучаемая энергия должна быть усреднена по их распределению. При таком усреднении излучаемая энергия становится пропорциональной числу излучателей:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = N d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega).$$

Эл.-магн. волны от разных излучателей приходят в точку наблюдения с самыми различными фазами и взаимно погашаются; эффективно складываются потоки энергии, созданные разл. излучателями. Такие излучатели наз. взаимно некогерентными. В обычных источниках света (напр., лампы) высвечивание атомов происходит за счёт хим. экзотермич. реакции. В этом случае моменты времени, в к-рые происходит возбуждение разл. атомов, распределены случайным образом, следовательно, нач. моменты τ_a — случайны. Такие источники И. некогерентны. Некогерентными источниками И. являются также излучающие атомы металла в лампах накаливания, атомы газа в люминесцентных лампах и т. д.

При движении частицы в среде со скоростью v нач. моменты τ_b движения заряда в излучателях определяются временем подлёта частицы к атому. Поэтому для лежащих вблизи пути частицы атомов $R_a - R_b = v(\tau_a - \tau_b)$. Выражение (6) в этом случае примет вид:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega) \times \left\{ N + \sum_{a=1}^N \sum_{\substack{b=1 \\ b \neq a}}^N \cos[(\omega - kv)(\tau_a - \tau_b)] \right\}. \quad (7)$$

При выполнении условия $\omega = kv$, т. е. $\cos \theta = (c/v)\sqrt{\epsilon}$, получим:

$$d^2 \mathcal{E}_N(n, \omega) = N^2 d^2 \mathcal{E}_1(n, \omega).$$

Т. о., все расположенные вблизи пути частицы атомы будут излучать когерентно. Это и происходит в случае излучения Черенкова — Вавилова. Во всех др. направлениях, для k -рых $\cos \theta \neq (c/v)\sqrt{\epsilon}$, возбужденные атомы излучают некогерентно. То же самое происходит при скорости частицы $v < c/\sqrt{\epsilon}$. В однородном веществе И. разных излучателей полностью погашается. Если в веществе присутствуют микроскопич. неоднородности, то полного погашения волн от разных излучателей в точке наблюдения не происходит. Наличие поверхности раздела двух сред препятствует взаимному погашению волн в точке наблюдения от излучателей, находящихся по разным сторонам поверхности раздела и увеличивая интенсивность некогерентного высвечивания возбужденных атомов, т. е. переходного И.

Дипольное излучение системы нерелятивистских зарядов. Рассмотрим систему зарядов, движущихся с нерелятивистскими скоростями порядка λ внутри области пространства размером a . Период колебания заряда в такой системе $\sim a/v$, а частота $\sim v/a$. Отсюда следует $v/\omega \sim a \ll \lambda \sim c/\omega$, так что $kR_a \sim a/\lambda \ll 1$ и в (1) член с kR_a в показателе экспоненты можно опустить:

$$d^2 \mathcal{E}(n, \omega) = \frac{\omega^4}{c^3} \left[n, \int \frac{dt}{2\pi} \exp(i\omega t) d(t) \right]^2 d\omega d\Omega,$$

где $d(t) = \sum e_a r_a(t)$ — представляет собой дипольный момент системы зарядов. Распределение по углам и частотам энергии, излучаемой системой нерелятивистских зарядов, полностью определяется дипольным моментом системы зарядов; такое И. наз. дипольным. Для дипольного И. характерно угл. распределение, пропорциональное $\sin^2 \theta$. Наиб. энергия излучается под

прямым углом к направлению дипольного момента, в направлении же дипольного момента И. отсутствует. Интегрирование по углам даёт спектр дипольного И.:

$$\frac{d\mathcal{E}(\omega)}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{3c^3} \left| \int \frac{dt}{2\pi} \exp(i\omega t) \mathbf{d}(t) \right|^2.$$

Условие применимости дипольного приближения можно записать и как $\omega \ll c/a$, что ограничивает рост интенсивности дипольного И. с частотой. Циклотронное И. заряда, движущегося с релятивистской скоростью в постоянном и однородном магн. поле, является частым случаем дипольного И. При таком движении частота И. ω равна частоте Ω обращения заряда по окружности.

Если дипольный момент системы нерелятивистских зарядов равен нулю, то следует учесть линейные члены разложения (1) по степеням kr . В этом приближении И. системы определяется её магн. дипольным моментом

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2c} \sum_a e_a [\mathbf{r}_a \mathbf{v}]$$

и электр. квадрупольным моментом

$$D_{is} = \sum_a e_a (3z_i z_s - r_a^2 \delta_{is}).$$

Дипольный момент системы, в частности, равен нулю для системы с одинаковым отношением заряда к массе для всех частей. У такой системы исчезает и магн. момент, так что её И. будет квадрупольным. Если магн. дипольный и электр. квадрупольный моменты равны нулю, то И. определяется мультипольями более высоких порядков ($n > 2$; для дипольного момента $n=1$). В создаваемом системой зарядов и токов И. вносит вклад также аналогичные моменты (см. *Анаполь*), однако в распределение энергии они вносят вклад не независимо, а в виде определ. комбинации с электр. мультипольным моментом (см., напр., *Квадрупольное излучение*).

Приведённые ф-лы справедливы для И. как микро-скопической, так и макроскопич. систем (напр., для *И. Герца вибратора*). Об И. радиоволн см. в ст. *Антенны*.

Квантовая теория излучения. Процесс И. квантовой системы (атома, атомного ядра, молекулы) подчиняется квантовым законам (см. *Квантовая электродинамика*). В квантовой теории И. эл.-магн. поле рассматривается как совокупность квантов эл.-магн. поля — фотонов. Энергия фотона ϵ пропорц. его частоте: $\epsilon = \hbar\omega$, импульс \mathbf{p} — его волновому вектору \mathbf{k} : $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. И. одного фотона квантовой системой сопровождается переходом атой системы из состояния s с энергией \mathcal{E}_s в состояние с энергией $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1 - \hbar\omega$. Т. к. энергия квантовой системы дискретна, такая система испускает И. определ. частот — спектр И., состоящий из отд. спектральных линий с конечной шириной.

Дипольное излучение атома. Длина волны λ И. атома значительно превышает его радиус a , $\lambda \gg a$, т. е. выполняются условия применимости дипольного приближения. Наиб. интенсивные линии в атомных спектрах получаются в результате дипольных электр. переходов. Роль классич. плотности тока при таком рассмотрении играет ток перехода, т. е. матричный элемент оператора плотности тока, вычисленный с волновыми ф-циями нач. и конечного состояний атома. В дипольном приближении матричный элемент оператора плотности тока сводится к матричному элементу оператора дипольного момента системы. Т. к. дипольный момент является вектором, его матричные элементы между состояниями с квантовыми числами n, l, m, s и n', l', m', s' обращаются в нуль только при выполнении определ. равенств, наз. *отбора правилами*:

$$l' - l = \pm 1, 0$$

$$m' - m = \pm 1, 0$$

(кроме случаев, когда и $l=0$ и $l'=0$).

Мультипольное излучение атома. Представление энергии И. квантовой системы в виде ряда, соответствующего И. мультипольных моментов разл. порядка, применимо лишь в том случае, когда $\lambda \gg a$, а скорости электронов атома нерелятивистские. Тогда интенсивности И. мультиполя порядка $(n+1)$ меньше интенсивности И. мультиполя порядка n в $(\lambda/a)^2$ раз. Для того чтобы матричный элемент соответствующего мультипольного момента был не равен нулю, необходимо из законов сохранения момента и чётности. Если L — момент кол-ва движения фотона, M — его проекция, l_1, l_2 и m_1, m_2 — моменты кол-ва движения и проекция момента электрона в нач. и конечном состояниях, то действуют след. правила отбора:

$$m_1 - m_2 = M,$$

$$|l_1 - l_2| \leq L \leq |l_1 + l_2|,$$

$$P_1 = P_2 P,$$

где P_1 и P_2 — чётности нач. и конечных состояний электрона, $P = (-1)^{L+1+\delta}$ ($\delta=0$ соответствует состояниям магнитного, а $\delta=1$ — состояниям электр. типа). Если правила отбора не выполняются, то И. соответствующей мультипольности отсутствует.

Время жизни атома в возбуждённом состоянии по отношению к дипольному И. обычно $\sim 10^{-8}$ с. Если из возбуждённого состояния дипольное И. невозможно (не выполняются правила отбора), а возможно только мультипольное И. порядка n , то время жизни такого состояния увеличивается в $(\lambda/a)^{2(n-1)}$ раз. Такие состояния наз. метастабильными.

Мультипольное излучение ядер. Если для атомных электронов их скорости удовлетворяют соотношению $v \sim \omega \sim c/137$, то для нуклонов в ядре величины a, ω и v не находятся в к.-л. определ. соотношениях. Поэтому для атомных ядер применение разложения по мультипольям возможно только при выполнении двух неравенств:

$$v \ll c \text{ и } a \ll \lambda.$$

Возбуждённые метастабильные состояния ядер, для к-рых И. возможно лишь при $L \sim 3-5$, обладают временами жизни порядка минут и часов; о ядрах в таких состояниях см. в ст. *Ядерная измерия*.

Вынужденное излучение. Вероятность И. фотона с импульсом $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ и энергией $\epsilon = \hbar\omega$ пропорц. ($n_k + 1$), где n_k — число точно таких же фотонов, находящихся в системе до момента И. При $n_k = 0$ И. наз. *спонтанн.* и n_k — *пропорциональная* n_k часть И. наз. *вынужденным испусканием*. В *квантовых генераторах*, И. к-рых является вынужденным, для увеличения n_k используются резонаторы, удерживающие поле вблизи излучателя. Каждый испущенный веществом фотон увеличивает n_k , и интенсивность И. с данным \mathbf{k} быстро растёт при малой интенсивности И. всех фотонов др. частот. В результате энергия излучателя оказывается сосредоточенной в очень узкой полосе частот ω , причём все фотоны испускаются в одном направлении. Поля И. на этой частоте имеют большую величину, сравнимую с величиной внутримолекулярных полей, в результате чего прохождение такого поля в среде меняет её свойства, т. к. взаимодействие поля И. с веществом становится нелинейным (см. *Нелинейная оптика*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 2 изд., М., 1988; и х же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; и х же, В. Е. Бетхенштейн, В. В. Бунатов, Электродинамика, 4 изд., М., 1981; Джексон Д. Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965. М. И. Разинов.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА — создание звуковых полей при помощи разл. *излучателей звука*. Звуковое поле, создаваемое данным излучателем, существенно зависит от формы излучателя и вида его колебаний, а также от частоты, определяющей соотношение между размерами излучателя и длиной волны λ излучаемого им звука. 105

В связи с этим целесообразно рассмотреть частотные характеристики волн и изучать зависимость излучения от частоты.

Для выяснения характеристик излучателей рассматривают упрощённые теоретич. модели, дающие в основном ту же картину излучения, что и реальные излучатели, и допускающие простой расчёт таких осн. параметров излучателей, как удельная и полная излучаемая мощность, требуемые вынуждающие силы, направленность, законы снадения поля с расстоянием и т. н. Для излучателей, размеры колеблющихся элементов k -раз велики по сравнению с длиной волны, подобной моделью может служить бесконечная плоскость, колеблющаяся синфазно, как одно целое, в направлении своей нормали (т. н. поршневое излучение). Такая плоскость создаёт плоскую бегущую волну, в n -ой степени p и колебательная скорость частиц v синфазны и для любой формы волны $p/v = \rho c$, где ρc — *волновое сопротивление* среды (ρ — плотность среды, c — скорость звука). Для гармонич. волны средняя удельная излучаемая мощность звука равна:

$$W = \frac{\rho_0 v_0^2}{2} = \frac{\rho_0^2}{2\rho c} \frac{v_0^2}{2}, \quad (1)$$

где ρ_0 и v_0 — амплитуды давления и колебат. скорости на излучающей поверхности.

Для излучателя в виде поршня в жёстком экране при размерах поршня, больших по сравнению с λ , поле на его поверхности и перед ним мало отличается от поля перед бесконечной плоскостью (за исключением участков волн на краёв поршня). Поэтому почти по всей поверхности поршня p и v синфазны и $\rho_0/v_0 = \rho c$, так что уд. мощность можно рассчитывать по той же ф-ле (1). Уд. мощность излучения удобно выражать через уд. *импеданс акустический* z на излучающей поверхности: отношение давления на этой поверхности к её колебат. скорости, т. е. $z = p/v$. Для большого поршня уд. акустич. импеданс веществ и равен ρc , так что его уд. мощность $w = 1/2 z v_0^2$. Полная излучённая мощность большого поршня площадью S равна:

$$W = \frac{1}{2} \rho c v_0^2 S. \quad (2)$$

Для поршня малых по сравнению с λ размеров уд. излучаемая мощность много меньше, чем для большого поршня. Так, для круглого поршня радиуса a в жёстком экране при $ka \ll 1$

$$w = \frac{1}{2} \rho c \frac{(ka)^2}{2} v_0^2, \quad W = \frac{1}{2} \rho c \frac{(ka)^2}{2} v_0^2 S,$$

где $S = \pi a^2$, k — волновое число. Для малого поршня давление уже не синфазно с колебат. скоростью на его поверхности, поэтому z является комплексной величиной: $z = \text{Re } z + i \text{Im } z$. Средняя уд. мощность излучения в этом случае равна:

$$w = \frac{1}{2} \text{Re } z v_0^2. \quad (3)$$

Следовательно, для малого поршня $\text{Re } z = \frac{1}{2} (ka)^2 \rho c$, а мнимая (реактивная) часть

$\text{Im } z$ обуславливает реактивную («безваттную») мощность излучателя, связанную с периодич. обменом энергией между излучателем и прилегающими к нему слоями среды. Эта энергия остаётся локализованной вблизи излучателя и не даёт вклада в излучение.

Для выяснения поведения излучателей при произвольном соотношении между их размерами и длиной волны удобно пользоваться другой теоретич. моделью, т. н. излучателем пулевого порядка, — излучающей сферой (рис. 1), или моноподем. Давление, создаваемое пульсирующей сферой на расстоянии r от её центра, равно:

$$p = -i\rho\omega \frac{Q}{4\pi r} \exp(ikr),$$

где ω — частота пульсации, Q — производность излучателя. Излучение моноподем сферически симметрично. Колебат. скорость частиц равна:

$$v = -\frac{(ikr-1)Q}{4\pi r^2} \exp(ikr),$$

а удельный акустич. импеданс пульсирующей сферы радиуса a равен:

$$z = \frac{p}{v} \Big|_{r=a} = -\frac{i\rho cka}{1+(ka)^2} + \frac{\rho c(ka)^2}{1+(ka)^2}.$$

При $ka \ll 1$ $\text{Re } z \approx \rho c (ka)^2$, следовательно, при заданных a и v удельная (а значит, и полная) мощность излучения $w \sim \omega^2$. При заданной же амплитуде смещения поверхности сферы данного радиуса (при $ka \ll 1$) w и $W \propto \omega^4$. Этим объясняется невысокая эффективность излучения излучателями, малыми по сравнению с длиной волны. При $ka = 1$ уд. сопротивление излучения $\text{Re } z = \rho c/2$, а значение $|\text{Im } z|$ достигает максимума, равного также $\rho c/2$ (рис. 2). При дальнейшем увеличении ka сопротивление излучения (т. е. $\text{Re } z$) растёт, стремясь асимптотически к ρc , а $|\text{Im } z|$ стремится асимптотически к нулю; для больших ka снова можно пользоваться ф-лами (2) и (3). Уд. мощность для любого ka выражается через давление на поверхности излучателя той же ф-лой $w = \rho v^2/2$, что и для бесконечной плоскости. Однако скорость поверхности излучателя для получения заданного давления должна быть больше, чем в случае бесконечной плоскости, в $\sqrt{1+(ka)^2/ka}$ раз.

Полная излучаемая мощность моноподем любого радиуса выражается через его производность ф-лой: $W = \rho c k^2 Q^2/8\pi$. Для малых ka объёмная скорость излучателя $V = 4/3 \pi a^3$ приблизительно равна его производности Q . Поэтому для малых пульсирующих сфер

$$W \approx \frac{\rho c k^2 V^2}{8\pi}, \quad (4)$$

т. е. излучаемая мощность определяется при данной частоте только объёмной скоростью излучателя, независимо от его размеров. Более того, для любых малых излучателей звука, создающих объёмную скорость, но не имеющих сферич. симметрии (малое пульсирующее тело несферич. формы, тело с неравномерным распределением колебат. скоростей по поверхности, малый поршень в жёстком экране, сирена и т. н.), полная излучаемая мощность также выражается ф-лой (4). Это объясняется тем, что дифракционные эффекты (см. *Дифракция звука*) приводят к такому выравниванию создаваемого поля, что уже на расстоянии в несколько неперечисков излучателя поле становится практически неотличимым от поля малого моноподем с той же объёмной скоростью.



Рис. 1. Пульсирующая сфера (моноподем).

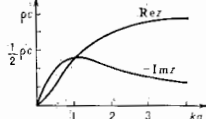


Рис. 2. Зависимость действительной и мнимой (с обратным знаком) части удельного акустического импеданса на поверхности пульсирующей сферы радиуса a от параметра ka .

Реактивная часть удельного акустич. импеданса малой сферы $\text{Im } z = -i\rho a$, что соответствует импедансу массы среды, распределённой по всей поверхности с поверхностной плотностью ρa . Суммарный импеданс среды — т. н. присоединённая масса сферы — составляет, т. о., $4 \pi a^2 \rho$, т. е. равна массе среды в тройном объёме сферы. Наличие присоединённой массы объясняет понижение собств. частоты погружённых в жидкость излучателей по сравнению с их частотой при колебаниях в воздухе.

Кроме излучателя моноподемного типа важное значение имеют излучатели, не создающие объёмной скорости, напр. осциллирующие тела, струны. Поле таких излучателей также является полем сферич. волн

(поверхности равных фаз — сферы), но излучение не имеет сферы. Симметрия: давление зависит от угла θ между направлением осцилляций и направлением на точку наблюдения по закону косинуса. Для осциллирующих тел картину излучения даёт одна теория, модель — излучатель первого порядка — осциллирующая сфера (рис. 3), или диполь. Характеристика направления диполя — тело вращения с меридианом в виде восьмёрки, образованной двумя касающимися окружностями единичного диаметра. При малом радиусе сферы ($ka \ll 1$), давление, создаваемое диполем, равно:

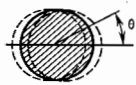


Рис. 3. Осциллирующая сфера (диполь).

$$p = i\rho\omega \cdot 2\pi a^3 \frac{ikr-1}{4\pi r^2} \exp(ikr) \cos \theta,$$

где u — амплитуда скорости осциллирующей сферы. Отсюда видно, что излучение диполя определяется произведением объёма осциллирующей сферы на скорость осциллирующей сферы. Закон убывания давления в поле диполя при $kr \gg 1$ такой же, как у монополя ($p \sim 1/r$), у близких излучателей давление изменяется быстрее и при $kr \ll 1$ $p \sim 1/r^2$. Закон убывания $p \sim 1/r$ при больших расстояниях имеет место для излучателей любого типа, даже в малых по сравнению с длиной волны. Такое убывание начинается с расстояний D^2/λ , где D — размер излучателя.

При малых ka механич. импеданс сферы, т. е. отношение сил, с к-рой сфера действует на среду, к скорости осцилляций, равен:

$$Z_{\text{м}} = -i\rho r \frac{2}{3} \pi a^3 \left[1 + \frac{i(ka)^2}{2} \right].$$

Ср. излучаемая мощность

$$W = \frac{1}{2} \operatorname{Re} Z_{\text{м}} u^2 = \frac{1}{6} \rho c \pi a^2 (ka)^2 u^2.$$

При заданных a и $W \sim \omega^4$ и, следовательно, убывает с уменьшением частоты ещё быстрее, чем мощность излучения монополя. С этим связано, напр., то обстоятельство, что струны музыкальных инструментов сами по себе дают ничтожное излучение звука и их приходится укреплять на деках, к-рым передаются колебания струн и к-рые в силу своих больших размеров эффективно излучают звук. Реактивная часть импеданса диполя эквивалентна реакции присоединённой массы, равной массе среды в волновом объёме осциллирующей сферы. Дипольное излучение можно представить себе как совместное излучение двух монополей, пульсирующих в противофазе и расположенных друг от друга на расстоянии, малом по сравнению с длиной волны.

Для получения острой направленности излучения применяют либо протяжённые излучатели (напр., большой поршень или системы излучателей с общей протяжённостью, достаточной большой по сравнению с длиной волны), либо сверхнаправленные системы, в к-рых сужение характеристики направленности достигается за счёт значит. увеличения реактивной мощности системы.

Лит.: Ракетов С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общ. акустика, М., 1973, М. А. Исакович.

ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ — поток энергии эл.-магн. волн (в диапазоне от радио- до рентгеновских), испускаемых частицами плазмы при их индивидуальном или коллективном движении. Интенсивность и спектральный состав излучения отражает состояние плазмы, благодаря чему И. п. служит одним из средств её диагностики. И. п. является также одним из гл. каналов её энергетик. потерь (радиац. нотери, РП), поэтому оно играет важную роль в энергодинамике плазм. систем. Существенна также роль И. п. в установлении термодинамического состояния плазмы — распределения ионов по кратностям ионизации, возбуждённым уровням и т. н.

Анализ И. п. включает установление характеристик трёх осн. типов (последоват. уровней описания): ин-

тенсивности элементарного механизма излучения; спектральной излучательной способности $\eta(\omega)$, т. е. распределения по частоте ω фотонов, рождаемых в единице объёма оптически тонкого слоя плазмы; полного потока излучения плазм. системы с учётом возможной реабсорбции (многократного поглощения излучения) излучения в её объёме (оптически толстая плазма).

Основные механизмы И. п. определяются как индивидуальными свойствами заряд. и нейтральных частиц, образующих плазм. систему, так и её коллективными свойствами — колебательно-волновыми характеристиками (см. Волны в плазме).

И. п., основанное на индивидуальных свойствах частиц, подразделяется на след. типы: л и н е й ч а т о е излучение (ЛИ), возникающее при переходе электронов в атоме или ионе между двумя дискретными уровнями (связано-связанный переход); ф о т о р е к о м б и н а ц. излучение (ФИ), возникающее при захвате свободного электрона на один из дискретных уровней атома или иона (свободно-связанный переход); т о р м о з н о е излучение (ТИ) свободного электрона в поле иона (свободно-свободный переход); м а г н и т о т о р м о з н о е, или ц и к л о т р о н н о е, излучение (ЦИ) электрона при его вращении в магн. поле напряжённостью H . Эти типы И. п. имеют одинаковую микроскопич. основу — ускорение w электронов во внеш. поле, электр. или магнитном. Характерные частоты И. п. определяются угл. скоростями поворота частиц при движении по криволинейным траекториям. Полная интенсивность излучения определяется величиной $I = \frac{2}{3} j e^2 w^2 / c^3$ (e — заряд электрона), а распределение I_{ω} интенсивности по спектру частот — фурье-компонентой $I_{\omega} = \frac{2}{3} j e^2 w_{\omega}^2 / c^3$. Различия в типе поля, вызывающего ускорение электронов, приводят к резким различиям как полных интенсивностей I , так и интенсивностей характерных излучаемых частот I_{ω} . Напр., для ЛИ $\omega_n = (E_2 - E_1) / \hbar$ (E_1, E_2 — энергии уровней); для ЦИ $\omega_n = n e V \sqrt{1 - \beta^2} / m c$ ($n = 1, 2, 3, \dots, m, v$ — масса электрона и его скорость в плоскости, перпендикулярной к H); для ТИ при классич. движении $\omega_r \sim m v^2 / Z e^2$ ($Z e$ — заряд иона). Если вращение электрона периодически (например, в случае ЛИ и ЦИ), то спектр излучения дискретен, в противном случае он непрерывен (спектры ТИ и ФИ). Для структуры непрерывного спектра ФИ характерно наличие скачков, отвечающих рекомбинации на отд. дискретные уровни иона. Дискретность спектра может нарушаться, напр., вследствие доплеровского уширения, обусловленного разбросом скоростей излучающих частиц. В спектре ЛИ выдвиг относительно малой скорости атомов или ионов доплеровские сдвиги невелики и дискретность спектра сохраняется. В спектре ЦИ эти сдвиги ω_d обусловлены движением гораздо более быстрых электронов и приводят, уже начиная с $T_e \sim 10$ кэВ, к слиянию высших ($n > 1$) гармоник ЦИ в непрерывный спектр — континуум.

И. п. коллективного происхождения обусловлено ускорением электронов, движущихся сфазированно в поле плазм. колебаний и, следовательно, излучающих когерентно. Поэтому излучение оказывается связанным с частотными характеристиками плазм. колебаний, так что его можно рассматривать как проявление резонансов во взаимодействиих частица — волна, волна — волна, волна — частица — волна. Оно сильно зависит от степени неравновесности плазмы и её устойчивости по отношению к самовозбуждению тех или иных волн. Для устойчивой плазмы, близкой к состоянию термодинамич. равновесия, такое излучение носит спонтанный характер и определяется её диэлектрич. свойствами, а также граничными условиями. Осн. типы излучения в этом случае представлены ниже. а) Ч е р е н к о в с к о е и з л у ч е н и е частиц, движущихся со скоростью v , и близкой к фазовой скорости эл.-магн. волн (напр., *селажоны*). Условие такого резонанса частица —

волна (г. н. резонанс Ландау) записывается в виде $\omega = kv$ (ω — частота эл.-магн. волны, k — её волновой вектор), а в магн. поле: $\omega - l\omega_H = kv$ ($l=0, 1, 2, \dots$, $\omega_H^2 = eH/mc$ — циклотронная частота). б) Переходное и эл.учение также определяется взаимодействием частица — волна и возникает при переходе заряж. частиц через границы, на к-рых резко меняются дисперсионные свойства эл.-магн. волн (напр., граница плазма — вакуум). в) Излучение, определенное трансформацией продольных волн в поперечные на границе плазмы или её неоднородностях (линейное взаимодействие волна — волна). В этом случае частота излучаемой волны совпадает с частотой исходной продольной волны (в простейшем случае $\omega \approx \omega_{pr} = (4\pi ne^2/m)^{1/2}$, ω_{pr} — плазменная частота). г) Излучение, возникающее при нелинейном взаимодействии продольных волн с поперечными. Условие такого взаимодействия есть $\sum_i \omega_i = 0$; $\sum_i k_i = 0$, $i=1, 2, 3, \dots$ (см. *Взаимодействие волн в плазме*).

Для волн относительно небольшой амплитуды основным является процесс взаимодействия трёх волн. Для изотропной плазмы этот процесс приводит к излучению на частотах $\omega \approx \omega_{pr}$ и $\omega = 2\omega_{pr}$. Излучение на частотах $\omega \approx \omega_{pr}$ возникает вследствие «слияния» лентморовской волны с низкочастотными флуктуациями или колебаниями плазмы (напр., с ионным звуком), а на удвоенной частоте $\omega = 2\omega_{pr}$ — вследствие слияния двух лентморовских волн. В плазме, близкой к термодинамич. равновесию, указанные процессы часто наз. трансформацией на флуктуациях продольных волн в поперечные. д) Термозное излучение электронов, по не в электрич. поле отд. иона, а в электрич. полях флуктуаций плотности частиц плазмы (взаимодействие частица — волна — излучение). Интенсивность И. п. в указанных условиях может возрасти на шест. порядков по сравнению с обычным ТИ. С этим связывают, в частности, усиление излучения при вспышках на Солнце.

Интенсивность коллективных механизмов излучения резко возрастает в неустойчивой плазме. Обычно в таких случаях наблюдается индуцированное излучение того или иного происхождения. Интенсивность И. п. коллективного происхождения определяется конкретным механизмом неустойчивости.

Взаимные излучения и вещества характерно для излучающей плазмы. Действительно, с одной стороны, само излучение обусловлено ускорением частиц и его спектр формируется их тепловым движением, а с др. стороны, радиац. потери плазмы ограничивают её температуру, т. е. интенсивность движения частиц. В горячей разреженной плазме И. п. имеет определяющее значение также и в формировании распределения ионов по кратностям ионизации Z_i (см. *Ионизационное равновесие*), а для данного Z_i — по возбужденным уровням.

Эти распределения вместе с максвелловским распределением электронов по скоростям (к-рое обычно легко поддерживается их частыми взаимными столкновениями и потому не искажается излучением) образуют полный набор излучателей для ЛИ, ТИ, ФИ и ЦИ. В свою очередь, частицы плазмы влияют на форму излучаемых спектров, приводя к *уширению спектральных линий*, и на распространение излучения в среде (см. ниже Запирание излучения, а также *Перенос излучения*). Наб. волным взаимодействием плазмы и излучения оказывается для ЛИ: дискретность спектра предопределяет его чувствительность к многообразным уширяющим воздействиям электронов и ионов, а концентрация излучающих электронов на возбужденных уровнях в сильной степени определяется скоростью радиац. процессов девозбуждения и возбуждения.

Степень влияния И. п. на заселенность N_n дискретных уровней n характеризуется параметром $\beta = N_e < \langle \sigma v_{Tn} \rangle / \tau$, где σ_{Tn} — сечение электронного девозбуждения (гашения), а τ — время жизни возбужденного

уровня относительно высвечивания. При $\beta \gg 1$ (плотная и холодная плазма) в девозбуждении преобладают столкновительные процессы, приводящие к установлению *локального термодинамического равновесия* (ЛТР) плазмы, в к-ром заселенности уровней N_n близки к болымановским N^B . При $\beta \ll 1$ (разреженная и горячая плазма) в девозбуждении доминируют излучат. процессы, так что почти каждый акт столкновительного возбуждения сопровождается высвечиванием — т. н. корональный режим (типичный для плазмы солнечной короны, а также для термодерной плазмы).

Причинами уширения линий в плазме являются эффекты Доплера, Штарка и Зеэмана. Тепловой разброс скоростей излучающих частиц приводит вследствие эффекта Доплера к разбросу излучаемых частот на величину $\Delta\omega_{Dz} \approx v_{Dz}/c$.

Медленно меняющиеся поля E_z ионов также приводят к т. н. статич. ушрению и, при к-ром форма контура спектральной линии определяется фичей распределения ионных микроволн $W(E_z)$, а ширина линии — только плотностью ионов N_i . Быстроизм. поля электронов приводят к ударному ушрению и, при к-ром контур линии имеет дисперсионную (лоренцовскую) форму $\Gamma_{zj}/(\Delta\omega^2 + \Gamma_{zj}^2)$ с шириной Γ_{zj} , равной частоте ударных столкновений. Неоднородность магн. поля приводит также к уширению линий ЦИ, к-рое, напр., в плазме *покажало* может превзойти доплеровское.

Излучательная способность и объёмы РП плазмы. Осн. характеристикой И. п. является излучат. способность $q(\omega)d\omega$ — энергия, излучаемая единицей объёма оптически тонкой (прозрачной) плазмы за единицу времени в единицу телесного угла в интервале частот от ω до $\omega+d\omega$. Зависимость q от ω и темп-ры специфична для каждого механизма И. п., зависимость же от концентраций N соответствующих частиц в ряде случаев проста и универсальна. Так, для ЦИ $q_{CI} \propto N_e \propto N_e$ (излучение как бы беспрерывно струится от каждого электрона), для ТИ и ФИ $q_{TI,FI} \propto N_e N_i$ (излучение возникает в результате парных столкновений электронов с ионами). Для ЛИ зависимость q_{LI} от N сложнее, т. к. вследствие штарковского уширения N_e и N_i входят в качестве параметров в выражение для профиля линии. Однако для интегральной величины

$\int_0^\infty q_{LI}(\omega)d\omega$ могут реализоваться обе отмеченные зависимости от N : в иределе ЛТР ($\beta \gg 1$) имеет место $\int_0^\infty q_{LI}(\omega)d\omega \propto N^B/\tau$; в корональном пределе ($\beta < 1$) имеем $\int_0^\infty q_{LI}(\omega)d\omega \propto N_e N_i$, где N_0 — концентрация атомов (ионов) на ниж. уровне. При произвольном β имеем $\int_0^\infty q_{LI}(\omega)d\omega \propto N_e N_i \omega^{\beta/(1+\beta)}$.

Зависимость излучат. способности от остальных (кроме концентраций) параметров плазмы для ТИ имеет вид $q(\omega) \propto Z^2 T_e^{-1/2} \exp(-\hbar\omega/T_e) g(T_e, \omega)$, где Z — атомный номер (заряд ядра), g — фактор Гаунта, численный множитель (часто ~ 1), учитывающий квантовые эффекты в ТИ, частичную экранировку ядра электронными остовом и др.; для ЦИ при достаточно больших T_e и n , когда спектр уже непрерывен, $q(\omega) \propto (H/T_e)^{1/2} \omega^{1/2} \exp[-(m^2 c^2 \omega / e H T_e)^{1/2}]$; для ЛИ $q_{LI}(\omega) \propto \rho P(\omega)$, где типы профилей $P(\omega)$ определяются разл. механизмами уширения линий.

Радиац. потери оптически прозрачной плазмы определяются величиной $Q = 4\pi \int_0^\infty q(\omega)d\omega$. Для ТИ, ФИ, а

также для ЛИ в корональном режиме (наиб. типичном именно для прозрачных систем) РП описываются единой ф-лой вида $Q = N_e N_i < \sigma v_{Th} \omega \rangle$, где σ — сечение соот-

ветствующего неупругого процесса (ТИ, фоторекомбинация, возбуждения), а угл. скобки означают усреднение (и, если необходимо, суммирование по кратностям ионизации и переходам). РП для этих трёх механизмов И. п. удобно выразить в виде удельных РП $q = Q/N_e N_Z \sqrt{V \tau \text{ см}^3}$, где N_Z — концентрация данной многозарядной примеси. На рис. 1 приведены расчёты РП водородной плазмы с примесью железа в зависимости от T_e ; указан вклад ЛИ, ТИ, ФИ, а также излучения в результате диэлектронной рекомбинации. Видно, что при $T_e \leq 1$ кэВ осн. вклад в РП вносит ЛИ многозарядных ионов, возбуждаемых электронным ударом; с ростом T_e (т. е. по мере удаления связанных электронов — «обдирая» ионы), всё большую роль начинают играть ФИ и ТИ. Резкий спад РП при переходе от $T_e \approx 1$ кэВ к $T_e \approx 2$ кэВ обусловлен переходом к замкнутой гелиепоподобной оболочке ионов Fe XXV, скорость возбуждения к-рых (а следовательно, и ЛИ) резко уменьшается. При глубокой обдирке иона $q_T \approx 1,5 \cdot 10^{-32} Z^2 \sqrt{T_e}$ (эВ), $q_F \approx 5 \cdot 10^{-31} Z^4 \sqrt{T_e}$ (эВ), $q_R \approx 8 \cdot 10^{-30} Z^2 T_e^{-1/2}$ (эВ), так что, напр., ТИ начинает превосходить ФИ при $T_e \approx 30 Z^2$ (эВ). Для грубой оценки водных РП можно пользоваться ф-лой $q_{\text{полн}} \approx q_T (Z, T) + q_F (Z, T)$, в к-рой допущено о полной «обдирке» иона (и соответственно завышение q_T и q_F) качественно компенсируется полным нулевым потерь на ЛИ.

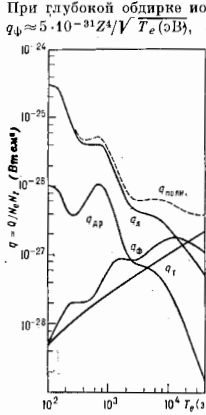


Рис. 1. Зависимость удельных РП $q = Q/N_e N_Z$ водородной плазмы с примесью железа от температуры T_e .

ные частиц, ответственных за данный механизм испускания-поглощения, термически равновесно (для ТИ и ЦИ это означает максвелловское распределение электронов, для ФИ — то же плюс распределение кратностей ионизации, согласно *Сага формуле*, для ЛИ — большиямовское распределение зависимости от возбуждённых уровней, т. е. $\beta \gg 1$), $\chi(\omega)$ связано с излучат. способностью $\eta(\omega)$ законом Кирхгофа: $\eta(\omega)/\chi(\omega) = B_{\text{Пл}}(\omega)$, где $B_{\text{Пл}}(\omega)$ — интенсивность равновесного (чёрного) излучения на единицу телесного угла. Соответственно спектральная интенсивность $I_\omega(a)$ излучения термически однородного слоя плазмы толщиной a равна $I_\omega(a) = B_{\text{Пл}}(\omega) \{1 - \exp[-\chi(\omega)a/B_{\text{Пл}}(\omega)]\}$, а интегральная интенсивность $I(a)$ равна $\int_0^a I_\omega(a') da'$. На участках спектра, где $\chi(\omega)a \gg 1$ (оптически толстый слой), имеем $I_\omega(a) \approx B_{\text{Пл}}(\omega)$, т. е. плазма излучает как чёрное тело, с поверхности, а излучение из объёма заперто; на участках $\chi(\omega)a < 1$ (оптически тонкий слой) $I_\omega(a) \approx \chi(\omega)a$ (незапертое, объёмное излучение).

В случае ЛИ (рис. 2) вклад «запертой» линии («упирающейся» в планковскую кривую $B_{\text{Пл}}$ с центром $\omega = \omega_0$ в полное излучение $I(a)$ равен $B_{\text{Пл}}(\omega_0) \Delta\omega_{\text{эвк}}$ (а,

где $\Delta\omega_{\text{эвк}}$ — т. п. эквивалентная ширина линии, равная ширине участка с $\chi(\omega)a \geq 1$. Для доплеровского профиля $\Delta\omega_{\text{эвк}} \approx \Gamma_{\text{Д}} \sqrt{1/\ln[\chi(\omega_0)a]}$, для лоренцовского — $\Delta\omega_{\text{эвк}} \approx \Gamma_{\text{Л}} \sqrt{\chi(\omega_0)a}$ (ГД, ГЛ — доплеровская и ударная ширины, $\chi(\omega_0)a \gg 1$ — оптическая толщина слоя в центре линии). Запирание ЛИ существенно в основном для низкотемпературной и достаточно плотной плазмы.

Для тормозного механизма испускания-поглощения характерная длина запирания a^* , усреднённая по частотам длина пробега кванта ТИ, равна: $a^* \approx 3 \cdot 10^{21} T_e^{1/2} \times (Z^2 N_e / N_e)^{-1} (T$ в эВ, N_i и N_e в см $^{-3}$, a^* в см). Интенсивность ТИ, выходящего из изотермич. слоя плазмы толщиной a , $I(a) \propto Z^2 N_e N_i \sqrt{T_e}$, если $a < a^*$ (объёмное излучение); если же $a > a^*$, то $I(a) \approx \sigma T^4$ (чёрное излучение; σ — *Стефана* — *Больцмана постоянная*). Последний случай типичен для астрофиз. объектов, напр. звезд. Здесь роль «запертой» И. п. сводится к переносу энергии от горячего центра звезды к её более холодной

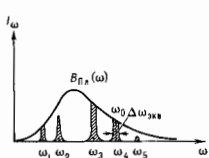


Рис. 2. Запирание ω_0 , ω_1 , ω_2 и незапертые ω_3 и ω_4 спектральные линии; ω_0 — невозможные частоты соответствующих линий.

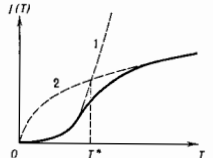


Рис. 3. Переход между пределами объёмного и поверхностного тормозного излучения. Кривая 1 — чёрное излучение (σT^4); 2 — объёмное тормозное излучение ($\propto \sigma T^{1/2}$).

поверхности (см. *Лучистое равновесие*). Зависимость РП на тормозное излучение от тем-ры при фиксированном a (а также Z , N_i и N_e) представлена на рис. 3. Значение $T = T^*$, разграничивающее области объёмных и поверхностных РП, равно $T^* \approx 2 \cdot 10^{-11} (Z^2 N_i N_e a)^{1/2}$. Для большинства направлений УТС $Z_{\text{эф}} \approx 1$, $a^{1/2} \approx 1$ (от токмана до лазерного УТС $a^{1/2}$ варьирует в пределах всего лишь одного порядка), так что $T^* \approx 2 \cdot 10^{-11} (N_i N_e)^{1/2}$. Для систем с магн. удержанием плазмы (напр. при $N_i = N_e \approx 10^{14}$ см $^{-3}$) $T^* \approx 2 \cdot 10^{-9}$ эВ, а т. к. типичная термодерная тем-ра $T_{\text{пл}} \approx 10^4$ эВ, то тормозное излучение разреженной термодерной плазмы является чисто объёмным; оно в $(T_{\text{пл}}/T^*)^{1/2} \approx a^*/a$ раз, т. е. на много порядков меньше излучения чёрного тела. Лишь для нек-рых систем с инерционным удержанием плазмы, напр. для лазерного УТС, представляют интерес плотности $N_i = N_e$ вплоть до 10^{27} см $^{-3}$, к-рым соответствует $T^* \approx 6 \cdot 10^4$ эВ $> T_{\text{пл}}$, так что здесь эффект запирания ТИ в плазме уже существен.

Эфф. частоты ЦИ умеренно-релятивистских электронов «замагниченной» термодерной плазмы лежат в диапазоне миллиметровых волн: $\omega_{\text{эф}} \approx \frac{eH}{mc} < T/\hbar$. Это предопределяет гораздо большую роль поверхностности ЦИ, чем, напр., намного более «эпистого» ТИ. Роль поверхностного предела РИ циклотронного излучения (к к-рому близки и реальные потери) здесь играет пронитерированная от $\omega = 0$ до нек-рой макс. частоты ω^* разлей — джиссонская спектральная интенсивность, т. е. величина $T \omega^{*3}/12 \pi^2 c^3$, см. рис. 4. Значение ω^* соответствует оптич. толщине системы $\chi(\omega^*)a \approx 1$. Номер высшей «запертой» гармоники ЦИ $k^* \approx \omega^*/\omega_H^0$ можно оценить по ф-ле

$$k^* \approx (T_e/mc^2) \ln^2[(mc^2/T_e)^{1/2} \omega_{\text{ре}}^2 / c \omega_H^0].$$

ропно и равномерно заполняет некий объём, напр. полость, стенки к-рой покрыты до темп-ры T (потому что И. р. применяют также термин «излучение в полости»), или объём, содержащий разреженное вещество (газ, плазму) при темп-ре T , и условиях, когда пробег излучения в веществе (см. *Положение света*) много меньше размеров этого объёма.

Основные (отнесённые к единице объёма) характеристики И. р. при данной темп-ре T , не зависящие от природы вещества, излучающего и поглощающего это излучение, — полная (интегральная) плотность энергии u_T и спектральная плотность энергии $u_{\nu, T}$, т. е. $u_T = c(\lambda^2) u_{\nu, T}$, рассчитанная на единицу интервала частот ν или длин волн λ соответственно. Связь между данными величинами определяется соотношением:

$$u_T = \int_0^{\infty} u_{\nu, T} d\nu = \int_0^{\infty} u_{\lambda, T} d\lambda. \quad (1)$$

Ф-ция $u_{\nu, T}$ (ф-ция распределения энергии И. р. по частотам) определяется *Планка законом излучения*, имеющим вид

$$u_{\nu, T} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT}} \quad (2)$$

и удовлетворяющим общему *Вина закону смещения*. Закон (2), впервые полученный М. Планком (M. Planck) в 1900, имеет квантовую природу и представляет собой *Бозе — Эйнштейна распределение* для фотонов.

Интегрирование ф-ции Планка (2), согласно (1), даёт *Стефана — Больцмана закон излучения* $u_T = aT^4$ для полной плотности И. р. в объёме, причём постоянная $a = 8\pi^5 k^4 / 15c^3 h^3$.

В предельном чисто квантовом случае, когда $h\nu \gg kT$ (энергия фотона много больше ср. тепловой энергии частиц вещества), закон (2) переходит в *Вина закон излучения*: $u_{\nu, T} = (8\pi h^3/c^3) e^{-h\nu/kT}$, а в предельном чисто классич. случае $h\nu \ll kT$ — в *Рэлея — Джинса закон излучения*: $u_{\nu, T} = 8\pi\nu^2 kT/c^3$.

Закон (2) определяет объёмную плотность энергии И. р., экспериментально же измеряют потоки энергии излучения. Т. к. И. р. изотропно, поток энергии, проходящий за единицу времени через единичную площадку (в любом месте объёма, равномерно заполненного И. р.) в направлении нормали к ней в телесном угле $d\Omega$, равен $c u_{\nu, T} d\Omega/4\pi = I_{\nu, T} d\Omega$, где $I_{\nu, T} = c u_{\nu, T}/4\pi$ — интенсивность И. р. (поток энергии И. р., рассчитанный на единицу телесного угла). В направлении под углом θ к нормали поток энергии равен $I_{\nu, T} \cos \theta d\Omega$ (где $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$, ϕ — азимут). Поток энергии за единицу времени через единичную площадку во всех направлениях в пределах телесного угла 2π (т. е. в одну сторону) получается интегрированием по θ от 0 до $\pi/2$ и по ϕ от 0 до 2π , что даёт $\pi I_{\nu, T} = c u_{\nu, T}/4$. Такая же энергия испускается абсолютно чёрным телом с единицы его поверхности за единицу времени и определяет его спектральную испускательную способность (во всех направлениях, т. е. в телесном угле 2π) $e_{\nu, T}^{(0)} = \pi B_{\nu, T}$, где $B_{\nu, T} = I_{\nu, T} = c u_{\nu, T}/4$ — энергетическая яркость этой поверхности (испускательная способность в определённом направлении), рассчитанная, как и интенсивность $I_{\nu, T}$, на единицу телесного угла. Согласно (2), получаем закон излучения Планка для спектральной испускательной способности

$$e_{\nu, T}^{(0)} = \pi B_{\nu, T} = \frac{c}{4} u_{\nu, T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3)$$

и соответственно закон излучения Стефана — Больцмана для полной испускательной способности абсолютно чёрного тела:

$$e_T^{(0)} = \int_0^{\infty} e_{\nu, T}^{(0)} d\nu = \sigma T^4, \quad (4)$$

где $\sigma = \text{const} = 2\pi^5 k^4 / 15c^2 h^3$.

Спектральная испускательная способность чёрного тела $e_{\nu, T}$, поглощательная способность k -рого $a_{\nu, T} = a_{\lambda, T}$ зависит от ν (или λ), меньше спектральной испускательной способности абсолютно чёрного тела и, согласно *Кирхгофа закону излучения*, равна $e_{\nu, T} = a_{\nu, T} \epsilon_{\nu, T}$. Соответственно полная испускательная способность чёрного тела $\epsilon_T = \int_0^{\infty} e_{\nu, T} d\nu = \int_0^{\infty} a_{\nu, T} \epsilon_{\nu, T}^{(0)} d\nu$.

В случае *серого тела*, поглощательная способность a_T k -рого не зависит от частоты в определённых интервалах ν и имеет постоянное значение, меньшее 1, $\epsilon_T = a_T \epsilon_T^{(0)}$.

В квантовой теории удобно применять величины $u_{\nu, T}^{(0)}$, $e_{\nu, T}^{(0)}$ и $B_{\nu, T}^{(0)}$. При эксперим. исследованиях (в частности, в *пирометрии оптической*) обычно пользуются соответствующими величинами в шкале длин волн $u_{\lambda, T}$, $e_{\lambda, T}$ и $B_{\lambda, T}$.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Блякшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985; Сивухин Д. В., Общей курсе физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985; Хунд Ф. История квантовой теории, пер. с нем., К., 1980; Шёнфелд Х.-Г., От Кирхгофа до Планка, пер. с нем., М., 1981.

М. А. Калашников

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ — излучение эл.-магн. волн заряд. частицами в ускорителях. В *линейных ускорителях* излучение, связанное с ускорением частиц, незаметно, т. к. при прямолинейном движении ускорение частиц невелико. В циклич. ускорителях из-за искривления траектории магн. полем ускорение частиц (центростремительное) остаётся конечным даже при постоянстве величины скорости в релятивистской области и вызванное им эл.-магн. излучение (*синхротронное излучение*) может существенно сказаться на динамике частицы. Для релятивистских частиц синхротронное излучение обладает характерными особенностями: 1) сильной угл. направленностью излучения — оно сосредоточено в основном в узком конусе с углом раствора порядка $\gamma = \epsilon/m_0 c^2$ (ϵ — полная энергия частицы, m_0 — её масса покоя); 2) наличием интенсивных высш. гармоник — макс. интенсивность приходится на гармонику с частотой в γ^3 раз больше частоты обращения частицы; 3) сильной зависимостью излучения от энергии частицы — мощность излучения P пропорц. квадрату энергии при фиксированном магн. поле и четвёртой степени энергии при фиксированном радиусе кривизны орбиты R :

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 B^2}{m_0^2 c^3} \left(\frac{\epsilon}{m_0 c^2} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{c e^2}{R^2} \left(\frac{\epsilon}{m_0 c^2} \right)^4 \quad (1)$$

(B — магн. индукция, e — заряд частицы). Из (1) видно, что при данной энергии частицы мощность излучения обратно пропорциональна четвёртой степени массы покоя частицы, поэтому синхротронное излучение практически не существует в совр. ускорителях для тяжёлых частиц (ионов, протонов) и играет определяющую роль в электронных ускорителях на большие энергии. Соотношение (1) ставит предел техн. возможностей циклич. электронных ускорителей, требуя больших ускоряющих полей для компенсации потерь на излучение: для достижения энергии ϵ_m необходимо выполнение условия

$$eE_{\text{макс}} > \frac{2}{3} \frac{c e^2}{R^2} \left(\frac{\epsilon_m}{m_0 c^2} \right)^4, \quad (2)$$

где $E_{\text{макс}}$ — макс. технически достижимое ср. значение ускоряющего эл. поля.

Излучение существенно сказывается на динамике электронов в ускорителях. Благодаря узкой направленности излучения я эл. электрон действует сила отдачи $F_{\text{рад}} = P/c$, направленная противоположно скорости v (рис.; z — направление вертик. колебаний орбиты).

Её составляющая F_{\parallel} вдоль ср. траектории частицы вызывает уменьшение энергии продольного движения, k -рое в ускорителе или якорителе компенсируется дополнит. набором энергии от ускоряющей системы (равновесная фаза частицы смещается выше к максимуму напряжения). Составляющая F_{\perp} , направленная противоположно скорости поперечных (бетатронных) колебаний, играет роль силы трения и вызывает затухание поперечных колебаний (т. н. r а д и а ц. з а т у х а н и е). Такой простой механизм имеет место для вертик. колебаний. Для радиальных бетатронных колебаний картина осложняется взаимодействием с синхротронными азимутально-радиальными колебаниями, в результате k -рого високое радиальной силой отдачи радиац. затухание распределяется между радиальными бетатронными колебаниями и синхротронными колебаниями. При этом в зависимости от параметров магн. системы может даже происходить радиац. раскачка бетатронных или синхротронных колебаний. Чтобы избежать этого, вводят дополнит. связь между колебаниями, перераспределяющую декременты затухания.

Благодаря радиац. затуханию, приводящему к сильному сжатию частиц нучка к равновесной орбите, улетучивается в накопителях электронов и позитронов накапливать запит. заряд в узкой области вокруг орбиты. Предел сжатию орбит накладывается раскаткой колебаний, обусловленной квантовым характером излучения: потеря энергии электрона на излучение происходит отд. квантами, в случайные моменты времени и в случайном направлении, что эквивалентно нек-рой «шумовой раскачке» колеб. системы случайными силами. Взаимодействие этих противоположающихся тенденций — радиац. затухания и квантовой раскачки — и определяется стационарное значение амплитуд колебаний частиц в нучке.

Синхротронное излучение имеет само по себе большое прикладное значение. Распирящает применение синхротронов в качестве генераторов синхротронного излучения, обладающих рядом преимуществ перед др. существующими источниками (высокая интенсивность, колампиропальность, поляризация, лёгкость управления и т. д.).

Лит.: Коломенский А. А., Физические основы методов ускорения заряженных частиц, М., 1980; Лебедев А. И., Шафьянов А. В., Основы физики и техники ускорителей, ч. 1 — Ускорители заряженных частиц, М., 1981; З. Л. Бурштейн.

ИЗМЕРЕНИЕ — эксперим. определение значения измеремой величины с применением средств измерений. К средствам измерений относятся меры, компараторы, измерительные показывающие и регистрирующие приборы, измерит. преобразователи, измерит. системы, измерительно-вычислит. комплексы. Конечный продукт И. — его результат — выражается числом или совокупностью чисел, именованных или неименованных в зависимости от того, размерной или безразмерной является измеремая величина. Результат И. может быть выражен в любой системе счисления и записан при помощи кода на любом носителе.

Измеряемая величина (свойство объекта материального мира или параметр объекта) существует в сфере материального, где количеств. содержание свойства или параметра объекта отражается понятием «размера». Результат И. — число — существует в сфере абстрактного, в матем. сфере, т. е. И. есть процесс отражения «размера» измеремой величины на числовую ось. И. служит осн. инструментом познания материального мира, т. к. обеспечивает возможность сравнения результатов теорет. исследований объектов с результатами эксперим. исследований.

Важнейшая особенность И. — принципиальная невозможность получения результатов И., в точности равных истинному значению измеремой величины. — является следствием невозможности абс. познания мира. Невозможность полного достижения цели И. приводит к необходимости оценивать степень близости результата И. к истинному значению измеремой величины, т. е. оценивать погрешность измерения. При подготовке к И. методикой и средства И. выбирают так, чтобы погрешность была достаточно мала для решения конкретной задачи И. Проблемы оценки погрешностей И. являются предметом метрологии.

И. классифицируют по общим признакам на прямые и косвенные, статич. и динамич., по виду измеремой величины — на И. механич., электр., тепловых и др. величин. Классификация по общим признакам существенна для выбора способов обработки результатов И. и определения погрешности И. Вид измеремой величины определяет конкретную методику и средства И.

Статическими считают такие И., при k -рых зависимость погрешности И. от скорости изменения измеремой величины пренебрежимо мала и её можно не учитывать. Если эта зависимость существенна, те И. относят к динамическим. Результат прямых И. находят непосредственно из опыта, косвенных — путём расчёта по известной зависимости измеремой величины от величин, находящихся прямыми И. Однако часто при совр. И., когда измеремой величиной является, напр., k -л. функционал (ср. квадратическое значение напряжения и др.), при определении результата И. по опытным данным используют вычислительный функционал как известной зависимости от ф-ции, оценки значения k -рой при разных значениях аргумента определяют прямыми измерениями. При этом, как и при косвенных И., необходимо учитывать корреляц. связь между значениями ф-ции при разных значениях k аргумента, а также между погрешностями прямых измерений ф-ции.

В том случае, когда зависимость измеремой величины от др. величин учтена уже в номинальной ф-ции преобразования средства И. (напр., в ваттметре; на его вход подаются ток и напряжение, а измерит. ос. электрон. мощность), нет необходимости учитывать отдельно корреляцию между значениями величин, подвсраемых прямыми И., и между погрешностями прямых И. Такие И. не относят к косвенным.

Классификация И. по общим признакам используется лишь в тех случаях, когда это помогает уменьшить погрешности.

В совр. измерит. технике часто применяют измерит. системы и измерительно-вычислит. комплексы, способные не только одновременно и быстро измерять большое число величин, но и оценивать и корректировать погрешности. Данные, необходимые для оценки погрешности И., должны содержаться в документации на соответствующее средство И.

Осн. компоненты процесса И.: восприятие информации о «размере» измеремой величины непосредственно от объекта И. с помощью средства И.; преобразование полученной информации в форму, удобную для передачи на расстояние и (или) для регистрации на определённом носителе; запись информации при помощи кода (числа) на данном носителе. Может быть использована только часть этого процесса, без преобразования информации в код или число; например, управляющий сигнал в системах управления формируется на основании информации, содержащейся в нек-ром промежуточном продукте И. — аналоговом «измерительном» сигнале, полученном преобразованием входного сигнала средства И. Соответствующая часть И. называется измерительным преобразованием, которое, строго говоря, не может считаться И., но характеризуется теми же особенностями, что и И. (за исключением конечного продукта — числа). По-

грешность измерит. преобразования имеет такое же важное значение, что и погрешность И., и оценивается теми же методами.

Лит.: Маликов М. Ф., Основы метрологии, ч. 1, М., 1949; Тихоходеев П. М., Основы исходных метрологических измерений, М.—И., 1954; Булугун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, 3 изд., М., 1985; Розенберг В. И., Введение в теорию точности измерительных систем, М., 1973; Земельман М. А., Миф Н. П., Планирование точностных измерений и оценка их погрешностей, М., 1978; Земельман М. А., О понятии измерительной и его обобщения, «Измерительная техника», 1985, № 2.

М. А. Земельман.

ИЗОБАРНЫЙ ПРОЦЕСС (изобарический процесс) (от греч. *isos* — равный и *baros* — тяжесть) — термодинамич. процесс, происходящий в системе при пост. внеш. давлении; на термодинамич. диаграмме изображается *изобарой*.

Пример И. п. — расширение газа в цилиндре со свободно ходящим нагруженным поршнем. Если И. п. происходит настолько медленно, что давление в системе можно считать пост. и равным внеш. давлению, а темп-ра меняется так медленно, что в каждый момент времени сохраняются термодинамич. равновесие, то И. п. обратим. Для осуществления И. п. к системе надо подводить (или отводить) теплоту QQ , к-рая расходуется на работу расширения PdV и изменение внутр. энергии dU , т. е. $QQ = PdV + dU = TdS$, dS — изменение энтропии, T — абс. температура. Для идеального газа при И. п. объём пропорционален темп-ре (*Гей-Люссака закон*), в реальных газах часто теплоты расходуется на изменение ср. энергии взаимодействия частиц. Работа, совершаемая при И. п., равна произведению пост. давления на изменение объёма, а для обратимых И. п. внеш. давление равно внутр. Изменение энтропии при обратимом И. п. равно $S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} (C_p/T) dT$, где C_p — теплоёмкость при пост. давлении.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. Д. Н. Зубарев.

ИЗОБАРЫ — ядра с одинаковым числом нуклонов (массовым числом A), но отличающиеся числом протонов Z и нейтронов N ($A = Z + N$). И. с различным Z соответствуют разл. хим. элементам (напр., $^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$). И. образуются при *бета-распаде* ядер ($^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{226}\text{Ac} + e^- + \bar{\nu}_e$, $^{226}\text{Ac} \rightarrow ^{226}\text{Th} + e^- + \bar{\nu}_e$ и т. п.) и нек-рых др. ядерных реакций.

ИЗОБРАЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЕ — картина, получаемая в результате прохождения через *оптическую систему* лучей, распространяющихся от объекта, и воспроизводящая его контуры и детали. При практич. использовании И. о. часто меняют масштаб изображения предметов при проецировании на к.-л. поверхность (киноэкран, фотоплёнку, фотокатод и т. п.). Основой зрительн. восприятия предмета является его И. о., спроецированное на сетчатку глаза.

Макс. соответствие изображения объекту достигается, когда каждая его точка изображается точкой. Иными словами, носие всех преломлений и отражений в оптич. системе лучи, испущенные светящейся точкой, должны пересечься в одной точке. Однако это возможно не при любом расположении объекта относительно системы. Напр., системы, обладающие осью симметрии (*оптической осью*), дают точечные И. о. лишь тех точек, к-рые находятся на небольшом удалении от оси, в т. ч. и в асферич. области. Применение законов *геометрической оптики* позволяет определить положение И. о. любой точки из параксиальной области; для этого достаточно знать, где расположены *кардинальные точки оптической системы*.

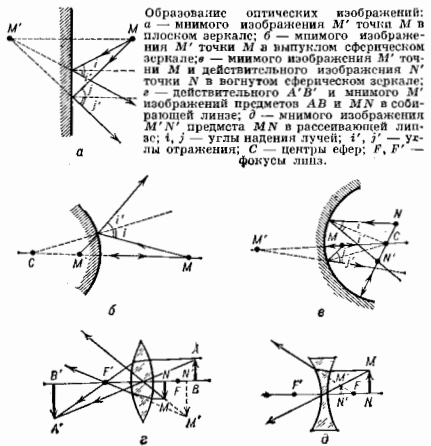
Совокупность точек, И. о. к-рых можно получить с помощью оптич. системы, образует *пространство объектов*, а совокупность точечных изображений этих точек — *пространство изображений*.

И. о. разделяют на *действительные* и *мнимые*. Первые создаются сходящимися пучками лучей в точках их пересечения. Поместив в плоскости пересече-

ния лучей экран или фотоплёнку, можно наблюдать на них *действительное И. о.* В др. случаях лучи, выходящие из оптич. системы, расходятся, но если их мысленно продолжить в противоположную сторону, они пересекутся в одной точке. Эту точку наз. *мнимым изображением* точки-объекта; т. к. она не соответствует пересечению реальных лучей, то мнимое И. о. невозможно получить на экране или зафиксировать на фотоплёнке. Однако мнимое И. о. способно играть роль объекта по отношению к др. оптич. системе (напр., глазу или собирающей линзе), к-рая преобразует его в действительное. Оптич. объект представляет собой совокупность светящихся собственным или отражённым светом точек. Зная, как оптич. система изображает каждую точку, легко графически построить и изображение объекта в целом.

И. о. действительных объектов в плоских зеркалах — всегда мнимые (рис., а); в вогнутых зеркалах и собирающих линзах они могут быть как действительными,

Образование оптических изображений: а — мнимого изображения M' точки M в плоском зеркале; б — мнимого изображения M' точки M в выпуклом сферическом зеркале; в — мнимого изображения M' точки M и действительного изображения N' точки N в вогнутом сферическом зеркале; г — действительного $A'B'$ и мнимого M' изображений предметов AB и MN в собирающей линзе; д — мнимого изображения $M'N'$ предмета MN в рассеивающей линзе; i, j — углы падения лучей; i', j' — углы отражения; C — центры сфер; F, F' — фокусы линз.



так и мнимыми, в зависимости от положения объектов относительно фокуса зеркала или линзы (рис., а, в). Выпуклые зеркала и рассеивающие линзы дают только мнимые И. о. действительных объектов (рис., б, д). Положение и размеры И. о. зависят от характеристик оптич. системы и расстояния между ней и объектом (см. *Увеличение оптическое*). Лишь в случае плоского зеркала И. о. по величине всегда равно объекту.

Если точка-объект находится не в параксиальной области, то исходящие из неё и входящие через оптич. систему лучи не собираются в одну точку, а пересекают плоскость изображения в разных точках, образуя *аберацию* (см. *Абerrации оптических систем*); размеры этого пятна зависят от положения точки-объекта и конструкции системы. Безаберрационные (идеальными) оптич. системами, дающими точечное изображение точки, являются только плоские зеркала. При конструировании оптич. систем абберации исправляют, т. е. добиваются того, чтобы абберат. пятна рассеяния не ухудшали в заметной степени картины изображения; однако полное уничтожение аббераций невозможно.

Сказанное выше строго справедливо лишь в рамках геом. оптики (не учитывающей волновых явлений, напр. дифракция света), к-рая является хотя и доста-

топю удовлетворительному во мн. случаях, но все-таки лучше приближенным способом описания явлений, происходящих в оптич. системах. Более детальное рассмотрение микроструктуры И. о., принимающее во внимание волновую природу света, показывает, что изображение точки даже в идеальной (безаберрац.) системе представляет собой не точку, а сложную дифракц. картину (подробнее см. в ст. *Разрешающая способность оптич. приборов*).

Для оценки качества И. о., получившей большое значение в связи с развитием фотогр., телевиз. и пр. методов, существенно распределение плотности световой энергии в изображении. С этой целью используют особую характеристику — контраст $K = (E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}}) \times (E_{\text{макс}} + E_{\text{мин}})^{-1}$, где $E_{\text{макс}}$ и $E_{\text{мин}}$ — наименьшее и наибольшее значение освещенности в И. о. стандартного тест-объекта; за такой объект обычно принимают решетку, яркость k -ой линии меняется по синусоидальному закону с частотой R (число периодов решетки на 1 мм). Контраст K зависит от R и направления штрихов решетки. Ф-ция $K(R)$ наз. *частотно-контрастной характеристикой*. Чем меньше K при заданной R , тем хуже качество И. о. в данной системе.

Лит.: Тудоровский А. И. Теория оптических приборов, 2 изд., т. 1, М.—Л., 1948; Сюсарен Г. Г. Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969, гл. 10; Мэриш Л. А., Фрэнсон М., Структура оптического изображения, пер. с франц., М., 1964; Сюсарен Г. Г. *Словарь ИЗОБРАЖЕНИЙ* — один из методов решения краевых задач матем. физики (для *Гельмгольца уравнения*, *Пуассона уравнения*, *волнового уравнения* и др.), заключающийся в сведении исходной задачи отыскания поля заданных (сторонних) источников в присутствии граничных поверхностей к расчёту поля тех же и нек-рых добавочных (фигтивных) источников в безграничной среде. Последние помещаются вне области отыскания поля исходной задачи и наз. источниками изображений. Их величина и положение определяются формой граничных поверхностей и видом граничных условий.

К классу задач, разрешимых с помощью И. м., относят обычно те, в к-рых каждому заданному точечному источнику удастся составить конечную систему (иногда бесконечный дискретный ряд) однопотенциальных источников-изображений. Существует достаточно простой способ «конструирования» задач этого класса с заранее известным ответом. Он состоит в решении обратной задачи отыскания поверхности, на к-рой выполняется требуемое граничное условие для поля нек-рой произвольной заданной системы точечных источников (разграничиваемых исходной поверхностью на стороны и фиктивные). Однако цепность большинства построенных таким способом решений оказывается весьма ограниченной из-за осуществляемой в них жёсткой фиксации воложения сторонних источников по отношению к граничной поверхности. Лишь в немногих случаях, отвечающих нек-рым простейшим формам границы в типам граничных условий, решение может быть построено при произвольном расположении сторонних источников, а следовательно, на основании принципа суперпозиции, и для любого вида их пространственного распределения. Наиб. известные из таких случаев описаны ниже применительно к полям и источникам разл. типов.

В электростатике, где И. м. получил наиб. развитие, простейшим примером его использования являются определение поля точечного заряда q , расположенного над бесконечной плоской границей проводника с потенциалом $\varphi=0$. Искомое поле (в том полупространстве, где расположен заряд) тождественно полю, создаваемому в безграничной среде двумя точечными зарядами: данным зарядом q и его (взятым с обратным знаком) зеркальным (относительно границы) изображением $q' = -q$.

Если поверхность проводника представляет собой сферу S радиуса a , а заряд q лежит в точке P на рас-

стоянии OP от её центра O то как внутр. задача ($OP < a$), так и внеш. задача для заземленного шара ($OP > a$, $\varphi(S)=0$) решаются с помощью единственного зарядо-изображения q' , помещаемого в точку P' , лежащую на одной радиальной прямой с P по др. сторону от границы S . Величина заряда q' и его расстояние до центра OP' даются соотношениями: $q' = -qa/OP$, $OP' = a^2/OP$, т. е. P и P' связаны преобразованием инверсии относительно сферы S . Система изображений для незаряд. изолированного шара состоит из заряда q' в инверсной точке P' и заряда $q'' = -q$ в центре O . Подобный вид имеет решение аналогичной двумерной задачи (заряд, штырь, параллельная ось проволочного цилиндра). Отличие от сферы состоит в том, что абс. величины заданного и фиктивного линейных зарядов одинаковы. В ряде случаев оказывается возможным построить систему изображений для проводящих поверхностей, представляющих собой комбинацию рассмотренных простейших форм. Сюда относятся, в частности, двугранный угол величины α/m (где m — целое число), две параллельные плоскости (порождающие бесконечный ряд зарядо-изображений), плоскость с полусферич. выступом и т. д.

Известны две задачи, в к-рых И. м. позволяет найти поле зарядов, расположенных около границы диэлектрика. Первая задача — о поле точечного заряда q , лежащего в точке P над плоскостью S , разделяющей две среды (1 и 2) с разл. диэлектрич. проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Поле в той среде, где находится заряд (пусть для определенности это будет среда 1), шестка как суперпозиция полей двух зарядов q и q' в однородном диэлектрике с $\epsilon = \epsilon_1$; заряд q' лежит в точке P' , представляющей собой зеркальное изображение точки P относительно границы S . Поле в среде 2 шестка как поле заряда q'' в однородном диэлектрике с $\epsilon = \epsilon_2$; заряд q'' лежит в той же точке P , что и заданный заряд q . Граничные условия на S для потенциала φ и его нормальной производной $\partial\varphi/\partial n$

$$\varphi_1 = \varphi_2, \quad \epsilon_1 \frac{\partial\varphi_1}{\partial n} = \epsilon_2 \frac{\partial\varphi_2}{\partial n} \quad (1)$$

будут выполнены, если

$$q' = q \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}, \quad q'' = q \frac{2\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}. \quad (2)$$

Аналогичным образом строится решение второй задачи, заключающейся в расчёте поля двумерной системы, образованной заряд. штырь и диэлектрич. цилиндром.

На основании известных аналогий получаемое с помощью И. м. решения при составных граничных условиях могут быть перенесены из электростатики в др. области: токовую статику, магнитостатику, гидродинамику. В частности, заменяя в (2) диэлектрич. проницаемости на магнитные, получаем закон изображения магн. полюсов в плоской границе магнетика, легко обобщаемый затем на магн. листки и эквивалентные им топк. При $\epsilon_2=0$ ($\partial\varphi_2/\partial n=0$) ф-лы (2) дают решение родственной группы разл. физ. задач о потенц. обтекании границы (в данном случае плоской) непроницаемого препятствия, роль к-рого в магнитостатике играет сверхпроводник, в токовой статике — изолятор, в гидродинамике — твёрдое тело. С помощью конечной системы изображений могут быть построены также решения аналогичных задач обтекания для тел более сложной формы (сфера, нек-рые оваллоиды), вневснших в однородный на бесконечности поток.

Для перем. полей, описываемых волновым уравн-ем (в электродинамике, акустике и т. д.). И. м. позволяет получить точное решение задачи лишь в случае плоской границы, на к-рой проекция поля или потенциала удовлетворяют граничным условиям простейшего вида ($\varphi=0$ или $\partial\varphi/\partial n=0$). В частности, легко решается задача о поле перем. элетрич. диполя над идеально проводящей плоскостью. Искомое поле создается данным диполем [с моментом $p(t)$] и его зеркальным изображением [с

моментом $p'(t)$ в плоскости. Касательная (t) к нормальная (n) к плоскости компоненты векторов p и p' связаны соотношениями: $p'_t = -p_n$, $p'_n = p_t$.

При достаточно малой длине волны в рамках геометрической оптики метода и неких уточняющих его коротковолновых приближений И. м. применим для широкого класса границ и граничных условий и сводится к построению картины лучей и геометрооптики. Изобретений.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидроаэродинамика, ч. 1, 6 изд., М., 1963; Гринберг Г. А., Избранные вопросы математической теории эвклидовых и магнитных плазм, М.—Д., 1948; Смол в Г. В., Электростатика и электродинамика, Пер. с англ., М., 1954; Бреховских Г. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Ивановский В. В., Физика С. М., Классическая электродинамика, Пер. с англ., М., 1963. В. В. Гильденбург.

ИЗОЛИРОВАННАЯ СИСТЕМА (замкнутая система) — термодинамич. система, находящаяся в состоянии адiabатики, изоляции от окружающей среды, что достигается заключением системы в адiabатич. оболочку (напр., сосуд Дьюара), к-рая исключает обмен системы теплотой и веществом с окружающей средой (тепловая и материальная изоляции). Поэтому И. с. не может поглощать или отдавать теплоту, изменение её внутр. энергии равно производимой работе. Изменение темп-ры окружающей среды не влияет на состояние И. с. Состояние И. с. можно изменить только изменением внеш. параметров, напр. объёма, что иногда рассматривают как определение И. с. Всякий процесс в И. с. наз. *адiabатическим процессом*. В отличие от *открытой системы*, в И. с. всегда устанавливается состояние термодинамич. равновесия. Д. И. Зубарев.

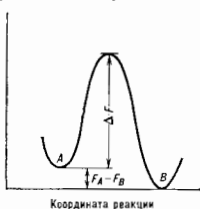
ИЗОЛЮС — линия равной освещённости, выраженной в люксах.

ИЗОМЕРИЯ МОЛЕКУЛ (от греч. *isos* — равный и *meros* — доля, часть) — существование молекулы, обладающих одинаковой молекулярной массой и составом, но различающихся строением или расположением атомов в пространстве. Соответствующие молекулы наз. и *изомерами*. И. м. может быть разбита на два класса: структурную и конформационную. Структурными изомерами наз. соединения, характеризующиеся разными структурными формулами при одинаковой брутто-формуле; конформаци. изомеры (конформеры) различаются пространств. формами одной и той же молекулы.

И. м. была открыта в 1823 Ю. Либихом (J. Liebig), обнаружившим, что серебристая соль гремучей кислоты ($Ag-O=N=C=O$) и пзацианат серебра ($Ag-N=C=O$), имеющие брутто-формулу $AgCON$, обладают разными физ. и хим. св-вами. Термин «изомерия» предложен в 1830 И. Я. Берцелиусом (J. J. Berzelius).

Для подавляющего большинства структурных изомеров высота барьера ΔF^* , разделяющего равновесие

Рис. 1. Схематическое одномомерное изображение участка многомерной поверхности свободной энергии изомеров А и В и перехода между ними по оси абсцисс «координата реакции» — линейная комбинация координат x_i , отвечающая движению «по одну сторону», соединяющего локальные минимумы энергии.



состояния А и В (состояния, отвечающие минимумам свободной энергии F ; рис. 1), весьма велика ($\sim 10^2 - 10^3$ кДж/моль), для конформад. изомеров она, как правило, мала ($\sim 1 - 10$ кДж/моль). Константа k скорости перехода между состояниями А и В, равная

числу переходов в единицу времени, даётся ф-лой Эйринга:

$$k = (kT/h) \exp(-\Delta F^*/kT). \quad (1)$$

Для константы равновесия K , представляющей собой отношение равновесных концентраций А и В, справедливо выражение:

$$K = [A]/[B] = \exp[-(F_A - F_B)/kT], \quad (2)$$

где $F_A - F_B$ — разность свободных энергий состояний А и В. В выражениях (1) и (2) в свободную энергию входит энергетич. и энтропийный вклады ($F = E - TS$, E — энергия, S — энтропия). Т. к. ΔF обычно мало, поверхность свободной энергии нередко заменяют потенц. поверхностью.

Из ф-лы (1) следует, что если $\Delta F^* > 100$ кДж/моль, то при обычных условиях (при тем-рах порядка комнатной) переходы редки и изомеры присутствуют в 85-е отдельных хим. соединений. Если же $\Delta F^* < 85 - 100$ кДж/моль, то переходы возникают часто и изомеры неразделимы. Ф-ла (2) характеризует заселённость изомеров. Из неё, в частности, вытекает, что при $F_A - F_B > 10$ кДж/моль заселённость изомера В становится меньше 0,1% (при тем-рах порядка комнатной) и этот изомер с помощью большинства физ. методов обнаружить не удаётся.

Потенц. поверхность многоатомной молекулы многомерна, однако условно её изображают, откладывая по оси абсцисс «координату реакции», как это показано на рис. 1. Максимум энергетич. кривой в многомерном случае представляет собой седловую точку. Если вычислить гессан-матрицу $\partial^2 E/\partial x_i \partial x_j$ вторых производных энергии E по независимым координатам x_i, x_j , то в минимумах энергии все его собственные значения оказываются положительными, а в седловых точках все значения положительными, кроме одного. Путь реакции (путь изомеризации) имеет вид, представленный на рис. 1, только после преобразования координат, при к-ром в качестве координаты реакции выбирается координата, отвечающая отрицат. собствен. значению гессана. Заметим, что градиент-вектор с компонентами $\partial E/\partial x_i$ равен нулю как в точках минимумов энергии, так и в седловых точках. Рассеянное влню представлено путём изомеризации (и др. процессов) осуществляется с помощью *борновского приближения*, позволяющего рассматривать энергию молекулы как непрерывную ф-цию координат ядер.

Структурная изомерия. Среди структурных изомеров наиб. известны и хорошо изучены изомеры алканов $C_n H_{2n+2}$ (рис. 2). Бутан ($n=4$) имеет два изомера — нормальный бутан (I) и изобутан (II); пентан имеет уже три изомера — нормальный пентан (III), изопентан (IV) и изопентан (V). Далее с увеличением n число изомеров начинает быстро расти и для $n=20$ оно составляет уже 366 319. Число структурных изомеров хим. соединений разл. классов можно рассчитать с

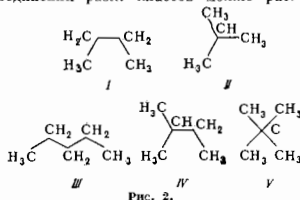


Рис. 2.

помощью методов, основанных на теории графов, на полиномах Пойа и пр.

Структурные изомеры могут переходить друг в друга в результате реакций перегруппировки. Если при этом оба изомера присутствуют в достаточно больших кол-вах (т. е. разность $F_A - F_B$ мала), то такие изомеры

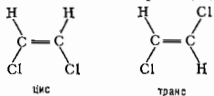
наз. таутомерами, а реакция их взаимопревращения — таутомеризацией.

Оптическая изомерия. Особый тип структурной И. м. — оптическая изомерия — возникает в случае, когда молекула содержит киральный центр, напр. тетраэдрич. атом углерода, заместители к-рого могут быть расположены двумя зеркально симметричными способами. Оптич. изомеры (энантиомеры) обладают абсолютно одинаковыми хим. и физ. свойствами, различие между ними проявляется только при их взаимодействии с киральными объектами. В частности, энантиомеры вращают плоскость поляризации света в противоположные стороны.

Абс. конфигурацию асимметрич. центров, взаимное расположение заместителей около них с учётом зеркальной симметрии обозначают буквами *D* и *L*, где *D* соответствует правой, а *L* — левой конфигурации. Биологически активны только *L*-аминокислоты, ибо именно они могут встраиваться в молекулы белков и гормонов и «правильно» взаимодействовать с другими макромолекулами и их агрегатами (с ДНК, РНК и пр.).

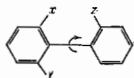
Если в молекуле имеются два асимметрич. центра, то могут возникнуть 4 конфигурации: *DD*, *DL*, *LD* и *LL*. Молекулы *DD* и *LL*, так же как *LD* и *DL*, энантиомеры между собой, т. е. являются оптич. изомерами. Но *DD* и *DL*, а также *LD* и *LL* являются по отношению друг к другу диастереомерами. В силу того, что центры, обладающие разной киральностью, по-разному взаимодействуют между собой, диастереомеры по существу разные соединения; у них различаются температуры плавления и кипения, дипольные моменты, термодинамич. устойчивость, растворимость и др. свойства.

Конформационная изомерия. Конформационная И. м. обычно возникает при вращении к.-л. групп вокруг хим. связей (см. *Конформация молекул*). Энергетич. барьеры, разделяющие конформеры, при нормальных температурах не превышают ~100 кДж/моль, а времена их жизни ~10⁻⁶–10⁻¹³ с. Если же величина барьера существенно выше, то взаимопревращения невозможны (статистически крайне редки) и соответствующие изомеры называются уже не конформерами, а геом. изомерами. Геом. изомеры 1,2-дихлорэтилена



в принципе можно было бы получить один из другого путём поворота вокруг связи C=C на 180°. Однако вследствие энергетич. барьер такого поворота имеет порядок ~250 кДж/моль, эти изомеры живут практически бесконечно долго, не превращаясь друг в друга. Формально геом. изомеры являются состояниями одного и того же соединения, однако фактически это разные вещества, обладающие разл. свойствами. Так, жидкие цис- и транс-изомеры 1,2-дихлорэтилена кипят при температурах 60,1 и 48,4 °С соответственно.

Существуют изомеры, к-рые нельзя однозначно отнести к категории конформеров или геом. изомеров в силу того, что барьер, разделяющий состояния *A* и *B*, имеет «промежуточную» величину. Так, в замещённых дифенилах



барьер сильно зависит от размера заместителей *X*, *Y*, *Z*, а переходы из одной оптически активной формы в другую могут возникать в большом интервале частот — от 10⁻⁶ до 10⁹ с. Когда барьеры достаточно высоки, соответствующие соединения, родственные геометрическим изомерам, наз. а тр о н о и з о м е р а

ми, а явление носит назв. а тр о н о и з м е р и я; при малых значениях барьера (высокой частоте переходов) состояния *A* и *B* соединений этого ряда становятся конформерами. Можно подобрать и такие заместители, при к-рых атропизомеры превращаются в конформеры с повышением темп-ры.

И. м. доступна для изучения, когда $\Delta F > 100$ кДж/моль, т. е. когда изомеры разделяются, причём для измерения ΔF , а также для установления временных характеристик переходов между изомерами применяются методы ЯМР, флеш-фотолиза, поглощения УЗ, ЭПР, микроволнового поглощения. В 70–80-х гг. одним из осн. методов изучения изомеризации стал «машинный эксперимент», позволяющий с помощью квантово-хим. приближений, а также в рамках эмпирич. подходов (напр., модели атом-атомных потенц. функций) построить поверхность потенц. энергии молекул (или хотя бы нек-рые её участки), локализовать на ней минимумы и седловые точки. При поиске седловых точек обычно минимизируют в её окрестности норму градиента

$\sum_{i=1}^n (\partial \mathcal{E} / \partial x_i)^2$, где *n* — число переменных. Теоретич. расчёт такого рода даёт информацию не только об энергии в седловой точке, т. е. о высоте барьера изомеризации, но и о структуре переходного состояния.

Лит.: П о т а л о в В. М., Стереохимия, М., 1976; Мияки В. И., Олехнович Л. П., Жданов Ю. А., Молекулярный дизайн таутомерных систем, Ростов н/Д., 1977; С л а в и н а З., Теоретические аспекты явления изомерии в химии, пер. с чеш., М., 1984; Д а ш е в с к и й В. Г., Конформационный анализ макромолекул, М., 1987; В. Г. Дашевский.

ИЗОМЕРИЯ ЯДЕРНАЯ — существование у нек-рых ядер наряду с основным состоянием достаточно долгоживущих (метастабильных) возбуждённых состояний, наз. изомерными. Явление И. я. было открыто в 1921 О. Ганом (О. Hahn), к-рый обнаружил радиоакт. вещество, названное им ураном *Z* (*U_Z*), имевшее тот же атомный номер *Z* и массовое число *A*, что и др. радиоакт. вещество *U_{X₂}*, но отличающееся от него периодом полураспада. Оба вещества являлись продуктами β-распада одного и того же элемента *U_{X₁}* (²³⁴Th). В дальнейшем выяснилось, что *U_Z* и *U_{X₂}* — основное и изомерное состояния ядра ²³⁴Pa (изомерное состояние обозначают индексом *m*, напр. ^{234m}Pa). В 1935 И. В. Курчатов, Б. В. Курчатов, Л. В. Мисовский и И. Я. Русинов обнаружили, что при облучении нейтронами стабильного изотопа ⁸⁸Bг образуется радиоакт. изотоп ⁸⁸Bг, имеющий два периода полураспада, что соответствовало распадам из основного и изомерного состояний. Дальнейшие исследования выявили большое число изомерных состояний ядер с разл. периодами полураспада от 3·10⁻⁶ лет (^{210m}Bi) до нек. мкс и даже ис. Мн. ядра имеют по 2 изомера, а, напр., ¹⁶⁶Ho имеет 4 изомерных состояния.

Причиной И. я. является ослабление вероятности испускания γ-квантов из возбуждённого состояния (см. *Гамма-излучение*). Обычно это происходит, когда небольшая энергия перехода сочетается с большой разностью значений моментов квант движения *I* (угл. моментов) нач. и конечного состояний. Чем выше мультиплетность и чем меньше энергия *hν* перехода, тем меньше вероятность γ-перехода. В нек-рых случаях ослабление вероятности испускания γ-квантов объясняется более сложными структурными особенностями состояний ядра, между к-рыми происходит переход (разное строение ядра в изомерном и нижележащем состоянии).

На рис. 1 и 2 приведены фрагменты схем распада изомеров ⁸¹Pa и ^{80m}Bг. В случае протактиния причина И. я. — малая энергия и высокая мультиплетность *E₃* γ-перехода. Он столь затруднён, что в подавляющем числе случаев изомер испытывает β-распад (см. *Бета-распад ядер*). Для нек-рых изомеров изомерный переход часто становится вообще ненаблюдаемым. В случае

^{234m}Bg И. я. обязана γ -переходу мультипlicity M3. Ядро из изомерного состояния ($I^\pi = 5^-$) переходит в более низкое по энергии состояние (2^-), к-рое за большое время переходит в осн. состояние ядра ²³⁴Bg. В случае ядра ²⁴²Am (рис. 3) И. я. связана с γ -переходом мультипlicity E4. Изомерное состояние в

Рис. 1. Схема распада изомера ^{234m}Bg. Основное (0) и изомерное состояние выделены жирными линиями; слева указаны значеия спин и четностей (I^π), правее — мультипlicity, энергии уровней (в кэВ) и периоды полураспада; в % даны вероятности различных каналов распада ядра из изомерного состояния.

основном распадается через γ -переход, но в 5 из 1000 случаев наблюдается *альфа-распад*. В приведенных примерах изомерные переходы сопровождаются испусканием в большинстве случаев не α -квантов, а конверсионных электронов (см. *Конверсия внутренняя*).

Большое число изомерных переходов мультипlicity M4 наблюдается при «разрядке» возбужден-

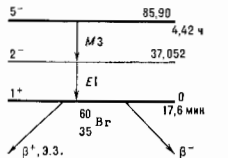
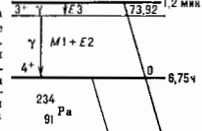


Рис. 2. Схема распада изомера ^{234m}Bg; Э.З.—электронный захват.



ных состояний нечетных ядер, когда число протонов или нейтронов приближается к магич. числам (с точкой зрения И. я.). Это объясняется оболочечной моделью ядра, как следствие заполнения нуклонами соседних, близких по энергии, но сильно отличающихся по спинам состояний $g_{1/2}$ и $h_{1/2}$, а также $h_{3/2}$ и $d_{3/2}$ (g, p, h, d — обозначения орбитальных моментов нуклонов, индексы при них — значения спина).

В отличие от приведенных примеров, изомерное состояние ^{180m}Hf (рис. 4) принадлежит стабильному ядру и имеет сравнительно большую энергию возбуждения. Причиной изомерии является сильно ослабленный γ -переход E1 с энергией 57,6 кэВ. E1-переход возможен в 10^{16} раз из-за структурных отличий состояний 8^- и 8^+ .

Рис. 3. Схема распада ^{242m}Am.

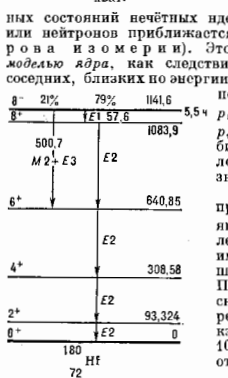


Рис. 4. Схема распада ^{180m}Hf. Ядро из изомерного состояния переходит в основное состояние ядра ¹⁸⁰Hf. В данном случае это происходит за счет спонтанного деления ядра. Предполагается, что этот вид И. я. объясняется различием форм ядер в изомерном и основном состояниях (см. *Деление ядер*). Высоковольтные изомерные состояния могут испускать протоновый распад (см. *Протонная радиоактивность*).

Лит.: Мухин К. Н., Экспериментальная ядерная физика, 4 изд., т. 1, М., 1983; Алфа-, бета- и гамма-спентроскопия, пер. с англ., в. 3, М., 1969; см. также лит. и табл. в ст. *Нуклиды*, А. И. Фейнштейн.

ИЗОМЕРЫ — молекулы или ионы, имеющие одинаковый состав и молекулярную массу, но различающиеся строением или расположением атомов в пространстве. Подробнее см. *Изомерия молекул*. О ядерных И. см. *Изомерия ядерная*.

ИЗОМЕРЫ ОПТИЧЕСКИЕ — см. в ст. *Оптически активные вещества*.

ИЗОМОРФИЗМ (от греч. *isos* — равный и *morphé* — форма, вид) — полное подобие атомо-кристаллич. строения и внеш. гранки кристаллов у веществ с аналогичной хим. ф-лой и одинаковым типом хим. связи. Открыт (1819) Э. Мичерликом (E. Mitscherlich) на примере кристаллов $\text{K}_2\text{H}_2\text{P}_2\text{O}_7$, $\text{K}_2\text{As}_2\text{O}_7$ и $\text{NH}_4\text{H}_2\text{P}_2\text{O}_7$. И. наз. также способность различных, но сходных по свойствам атомов, ионов и их сочетаний замещать друг друга в атомо-кристаллич. структуре с образованием кристаллов перем. состава (твёрдых растворов замещения). Пример совершенного (и полного) И. с образованием твёрдых растворов при любых соотношениях компонент — кристаллы квасцов $\text{KAl}(\text{SO}_4)_2 \times 12\text{H}_2\text{O}$, в к-рых ионы K^+ могут в любом кол-ве замещаться ионами Rb^+ , $(\text{NH}_4)^+$ и др., имеющими приблизительно одинаковые с ионами K^+ кристаллохим. радиус, а ионы Al^{3+} — ионами Fe^{3+} , Cr^{3+} и др. с радиусами, близкими к радиусу Al. Различие в кристаллохим. радиусах атомов и изоморфных кристаллах не превышает 10–15%.

Кроме совершенного И., возможен *ограниченный* (по концентрации) И. (напр., И. соединений BaSO_4 и KMnO_4). Различают *изовалентный* И., когда замещающие друг друга атомы или группировки имеют одинаковую валентность, и *гетеровалянтный*, когда валентность их различна (напр., Ca^{2+} и Y^{3+}); в последнем случае замещающие друг друга атомы или ионы имеют близкие размеры, а различие зарядов компенсируется вакансиями.

И. наблюдается у мин. минералов и кристаллов, когда введением малых добавок существенно меняют или создают новые свойства. Так, введение малых изоморфных добавок, напр. Cr^{2+} в корунд Al_2O_3 , Nd^{3+} в гранат $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, превращает их в активную среду для квантовых генераторов; введение изоморфных примесей в III кристаллы изменяют тип проводимости. Изоморфные примеси используют, напр., для изменения окраски ювелирных кристаллов.

Лит. см. при ст. *Кристаллохимия*. Е. К. Вайнштейн.

ИЗОСПИИ — то же, что *изотопический спин*.

ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС (от греч. *isos* — равный и *thermè* — теплота) — термодинамич. процесс, происходящий в системе при пост. темп-ре; на термодинамич. диаграмме изображается изотермой И. И. п. является идеализацией процесса в системе, находящейся в тепловом контакте с термостатом. Для осуществления И. п. систему обычно помещают в термостат или используют контролируемые источники и стоки теплоты. Кинение жидкости и плавление твёрдого тела при пост. давлении являются примерами И. п. Если И. п. происходит настолько медленно, что не нарушается термодинамич. равновесие с термостатом, то И. п. обратим. И. п., протекающие с конечной скоростью, необратимы. Для реализации И. п. необходимо отводить или подводить к системе опред. кол-во теплоты δQ , к-рое затрачивается на работу PdV при изменении объёма dV (P — давление) и на изменение внутр. энергии U при пост. темп-ре T . Согласно *первому началу термодинамики*, $\delta Q = PdV + (\partial U/\partial V)_T dV$. В общем случае, когда система описывается внеш. параметрами a_j , $\delta Q = \sum [A_j + (\partial U/\partial a_j)_T] da_j$, A_j — обобщённые термодинамич. силы, сопряжённые параметрам a_j . Согласно *второму началу термодинамики*, изменение энтропии dS при

обратимой И. п. равно $dS = T^{-1} \sum [A_j + (\partial U / \partial a_j)_T] da_j$.
 Полное подведенное тепло ΔQ связано с изменением энтропии системы $S_2 - S_1$ соотношением $\Delta Q = T(S_2 - S_1)$. Работа R при И. п. с изменением объема от V_1 до V_2 равна изменению энергии Гиббса (свободной энергии) для идеального газа $R = NkT \ln(V_2/V_1)$. N — число молекул.

Примером обратимого И. п. является изотермич. *дросселирование*, когда газ под жидкостью протекает через перегородку с малым отверстием при пост. темп. В этом случае подводимая теплота равна изменению энтальпии тела.

Лит. см. при ст. Термодинамика. Д. Н. Зубовев. **ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ** — свойство симметрии сильных взаимодействий, обуславливающее существование особых семейств адронов — т. н. *изотопических мультиплетов*, состоящих из частиц с одинаковыми квантовыми числами (*барионным числом*, спином, *внутренней четностью*, странностью и т. д.), близкими по значению массам, но отличающимися электрич. зарядами. И. и. находит своё выражение в независимости сильных взаимодействий при замене адронов, участвующих в процессе, на другие, принадлежащие тому же изотопич. мультиплету.

Примерами изотопич. мультиплетов являются:

$$p, n; \Xi^0, \Xi^-; K^+, K^0; \bar{K}^0, K^-; D^+, D^0; \\ \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-; \pi^+, \pi^0, \pi^-; \rho^+, \rho^0, \rho^-; \\ \Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-.$$

Каждый изотопич. мультиплет характеризуется особой величиной, *изотопическим спином* (изоспином) T , n -ый определяет полное число частиц, входящих в мультиплет, равное $2T+1$. Изоспин может принимать значения $0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$, т. е. возможно существование изотопич. синглетов, дублетов, триплетов, квартетов и т. д. Примеры изотопич. дублетов, триплетов и квартетов были приведены выше. К изотопич. синглетам относятся, напр., Δ -гиперон, η - и η' -мезоны и др. частицы.

Прямых следствием И. п. являются, в частности, равенства сечений

$$\sigma(\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p) = \sigma(\pi^+ + p \rightarrow \pi^0 + n), \\ \sigma(\pi^+ + p \rightarrow K^0 + \Lambda) = \sigma(\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Lambda), \\ \sigma(\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+) = \sigma(\pi^+ + p \rightarrow K^0 + \Sigma^-).$$

С матем. точки зрения И. и. есть проявление инвариантности эффективных лагранжианов сильных взаимодействий относительно линейных преобразований входящих в них полей адронов, реализуемых в векторных пространствах, n -ые образуются полями, отвечающими разл. компонентам изотопич. мультиплетов. Эти линейные преобразования составляют группу, изоморфную группе вращений трёхмерного пространства (обычно о нём говорят как об *изотопическом пространстве* в т. е. в). Изотопич. мультиплеты представляют собой неприводимые представления указанной группы. (Отсюда появление термина «изотопич. спин» по аналогии с обычным спином.) При преобразованиях группы компоненты изотопич. мультиплета переходят в линейные комбинации компонент того же мультиплета.

В рамках представлений о *кварках* динамик. причиной, обуславливающей существование И. и. в сильных взаимодействиях адронов, является близость масс u - и d -кварков и одинаковый характер их сильных взаимодействий. Последоват. замена в составе адронов u -кварков на d -кварки, находящиеся в том же состоянии, позволяет подучить все компоненты изотопич. мультиплета. На основе этих представлений устанавливаются и тип группы, ответственный за И. и. Близость свойств u - и d -кварков по отношению к сильному взаимодействию эквивалентна утверждению, что сильные взаимодействия инвариантны (как показывает экспери-

мент, с точностью до неск. процентов) относительно преобразований

$$u' = a_{11}u + a_{12}d, \\ d' = a_{21}u + a_{22}d, \quad (1)$$

где a_{ik} — комплексные числа. При этом необходимо, чтобы матрица $\|a_{ik}\|$ была унитарной, а $\det \|a_{ik}\| = 1$. Такие матрицы образуют группу $SU(2)$, n -ая локально изоморфна $O(3)$ — группе вращений 3-мерного пространства. Инвариантность сильного взаимодействия относительно группы вращений в изотопич. пространстве была установлена экспериментально задолго до появления гипотезы кварков.

Исторически первые соображения, заложившие основу представления об И. и., были сформулированы в 1932 сразу после открытия нейтрона, составившего вместе с протоном первое обнаруженное семейство из двух похожих по своим свойствам частиц. Исходя из приближит. равенства масс нейтрона и протона и предположения (высказанного несколько ранее Д. Д. Иваненко) о том, что нейтрон имеет спин $1/2$ и в той же степени элементарн, как и протон, В. Гейзенберг (W. Heisenberg) предложил рассматривать нейтрон и протон как разные зарядовые состояния одной и той же частицы — нуклона, а электрич. заряд как внутр. переменную, характеризующую состояние нуклона. Волновая ф-ция нуклона в пространстве зарядовой переменн. может быть представлена в виде: $\Psi_N = \begin{pmatrix} \Psi_p \\ \Psi_n \end{pmatrix}$, где Ψ_p, Ψ_n — волновые ф-ции протона и нейтрона, $(\Psi_p)^2 + (\Psi_n)^2$ определяют вероятности нахождения нуклона соответственно в состоянии протона и нейтрона). Операторы, действующие на зарядовую переменную нуклона, должны представлять собой матрицы 2×2 . В общем случае они выражаются через 4 матрицы — единичную и три матрицы τ_1, τ_2, τ_3 , совпадающие с Паули матрицами $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Именно эти матрицы τ_1, τ_2, τ_3 и были использованы Гейзенбергом. С точностью до множителя $1/2$ они совпадают с совр. операторами изоспина нуклона $I_1, I_2, I_3, I_i = 1/2 \tau_i$. Протону и нейтрону отвечают в зарядовом (изотопич.) пространстве состояния $p = \begin{pmatrix} \Psi_p \\ 0 \end{pmatrix}$ и $n = \begin{pmatrix} 0 \\ \Psi_n \end{pmatrix}$, являющиеся собств. векторами оператора $I_3 = 1/2 \tau_3$, принадлежащими собств. значениям $\pm 1/2$, а электрич. заряд нуклона (в единицах элементарного заряда e) выражается ф-лой: $Q = 1/2 + I_3$. Очевидно, что операция преобразования протона в нейтрон (и наоборот), n -ая необходима для описания обменного характера ядерных сил, соответствует повороту на 180° вокруг оси 2 в изотопич. пространстве (n -ый обеспечивает смену знака проекции изоспина на ось 3). Это преобразование осуществляется с помощью оператора $i\tau_2$, причём волновая ф-ция нейтрона переходит в волновую ф-цию протона ($n \rightarrow p$), а волновая ф-ция протона — в волновую ф-цию нейтрона с обратным знаком ($p \rightarrow -n$) [символами частиц здесь обозначены соответствующие им волновые ф-ции]. Возможность путём поворота на 180° вокруг оси 2 перейти от протона к нейтрону позволяла объяснить наблюдавшиеся па опыте примерное равенство ядерных сил для pp и pn систем (т. н. зарядовая симметрия). Вскоре, однако, выяснилось, что ядерные силы практически одинаковы (в состояниях с одинаковыми спинами и угловыми моментами) для любых пар нуклонов, включая pn -систему (т. н. зарядовая независимость ядерных сил). Для объяснения этого факта оказалось необходимым допустить возможность произвольных вращений в изотопич. пространстве, т. е. предположить И. и. Это было сделано в 1936 Б. Кассеном (B. Cassen) и Э. Кондоном (E. Condon), к-рые впервые ввели понятие изотопич. спина. Они также указали, что определяющими для свойств системы нуклонов (в том

числе ядер) при И. и. является значение её полного изоспина (сохраняющегося в силу И. и. и вычисляемого по правилам, аналогичным сложению угловых моментов). Для пары нуклонов значение полного изоспина однозначно связано с собствен. значениями оператора $(\tau_1\tau_2)$. Действительно, легко проверить, что для $I=0$ $(\tau_1\tau_2)=-3$, для $I=1$ $(\tau_1\tau_2)=1$. Поэтому потенц. энергии взаимодействия двух нуклонов в нерелятивистском случае может быть представлена в виде

$$U(r_1-r_2) = V_1(r_1-r_2) + (\tau_1\tau_2) V_2(r_1-r_2),$$

где V_1 и V_2 — ф-ции (операторы), зависящие также от спинов нуклонов. В силу сказанного выше для ядер с заданным атомным числом и одинаковым полным изоспином энергии связи ядер, отвечающих разным проекциям изоспина, оказываются близкими.

Поскольку ядерные силы, действующие между нуклонами, согласно гипотезе Х. Юкавы (Н. Yukawa, 1935), обусловлены обменом между ними мезонами (с массой в 200—300 электронных масс), свойство И. и. должно находить своё отражение в структуре мезон-нуклонных взаимодействий. Юкава постулировал существование только заряд. мезонов, к-рые не приводили к И. и. ядерных взаимодействий. Следующий шаг был сделан Н. Кеммером (N. Kemmer), к-рый предположил существование наряду с заряженными также нейтрального мезона, к-рый составил вместе с заряженными мезонами триплет частиц с $I=1$. На этой основе он сформулировал т. н. симметричную мезонную теорию (1938), к-рая обладает свойством И. и. и приводила к изотонически-инвариантным ядерным силам. Открытие в 1947 л[±]-мезонов, а вслед за ними в 1950 — л[±]-мезона блестяще подтвердило идеи симметричной мезонной теории.

В дальнейшем с открытием *страннх* частиц идеи И. и. были с успехом использованы при рассмотрении их связи. В частности, отношение каждой из этих частиц к определённому изотопич. мультиплету в сочетании с введением квантового числа странности позволило установить эмпирич. ф-лу для электр. заряда элементарных частиц — *Гелл-Манн — Диджилими формулу* и предсказать существование Σ^0 , Ξ^0 -гиперонов по их изотопич. партнёрам.

И. и. позволяет записать выражения для эффективных лагранжианов нуклон-нуклонно, нуклон-гиперонно, кварн-нуклонно взаимодействий, удовлетворяющие свойству И. и.:

$$L_{\pi NN} = ig_{\pi NN} (\bar{N} \gamma_5 \tau N) \pi;$$

$$L_{\rho \Lambda \Sigma} = ig_{\rho \Lambda \Sigma} \bar{\Lambda} \gamma_5 (\Sigma \pi) + \text{эрм. сопр.},$$

$$L_{K \Lambda \Sigma} = ig_{K \Lambda \Sigma} (\bar{N} \gamma_5 \tau K) \Sigma + \text{эрм. сопр.}$$

Здесь $g_{\pi NN}$, $g_{\rho \Lambda \Sigma}$, $g_{K \Lambda \Sigma}$ — константы взаимодействий,

$$N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, \quad K = \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix},$$

$$\pi = (\pi_1, \pi_2, \pi_3), \quad \Sigma = (\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3),$$

соответственно спиноры и векторы в изотопич. пространстве. Символы частиц обозначают отвечающие им поля, причём: $\pi^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi_1 \pm i\pi_2)$, $\Sigma^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Sigma_1 \pm i\Sigma_2)$,

$\rho^0 = \pi_3$, $\Sigma^0 = \Sigma_3$, $\bar{N} = (\bar{p}, \bar{n})$ (черта над символом частицы означает дираковское сопряжение, напр. $\bar{p} = p^\dagger \gamma_0$, где p^\dagger эрмитово сопряжено p), γ_0 , γ_5 — Дирака матрицы. В частности, в возвращенном виде

$$L_{\pi NN} = ig_{\pi NN} \sqrt{2} (\bar{p} \gamma_5 n \pi^+ + \bar{n} \gamma_5 p \pi^-) + ig_{\pi NN} (\bar{p} \gamma_5 p \pi^0 - \bar{n} \gamma_5 n \pi^0),$$

$$L_{K \Lambda \Sigma} = ig_{K \Lambda \Sigma} \sqrt{2} (\bar{p} \gamma_5 \Sigma^+ K^0 + \bar{n} \gamma_5 \Sigma^- K^+) + ig_{K \Lambda \Sigma} (\bar{p} \gamma_5 \Sigma^0 K^+ - \bar{n} \gamma_5 \Sigma^0 K^0) + \text{эрм. сопр.}$$

Следует отметить различие в величинах констант для заряженных и нейтральных пионов и Σ -гиперонов (на фактор $\sqrt{2}$), а также различие в знаках для взаимодействий ρ^0 и Σ^0 с протоном и нейтроном (характерно для 3-й компоненты изотопич. вектора). Эти особенности взаимодействия нашли подтверждение в эксперименте.

Соотношения между каналами реакций и запреты, вытекающие из И. и. и. сильных взаимодействий и вытекающие из неё условие сохранения полного изоспина в процессах сильного взаимодействия приводит к ряду нетривиальных соотношений между разл. сечениями и каналами реакций. Напр.

$$\frac{\sigma(p+p \rightarrow \pi^0 p^+)}{\sigma(n+p \rightarrow \pi^0 p^0)} = 2,$$

$$\frac{\sigma(K^+ + n \rightarrow \Lambda + \pi^0)}{\sigma(K^+ + p \rightarrow \Lambda + \pi^+)} = 2.$$

Изоспин конечного состояния в этих процессах равен 1, т. к. у дейтрона 2D и Λ -гиперона $I=0$. Таким же должен быть изоспин исходного состояния. Это справедливо для состояний $p+p$ и $K^+ + p$, а состояния $n+p$ и $K^+ + p$ являются суперпозициями состояний с $I=1$ и $I=0$. причём вес состояния с $I=1$ равен $1/2$ (см. *Клебша — Гордона коэффициенты*). Это объясняет значение правой части приведённых отношений. Аналогичное происхождение имеет отношение ширины распада бариевых резонансов Δ^{++} и Δ^0 :

$$\frac{\Gamma(\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+)}{\Gamma(\Delta^0 \rightarrow p + \pi^-)} = 3.$$

Изоспин Δ -резонанса равен $3/2$. Такой же изоспин у систем $p+\pi^+$, а система $p+\pi^-$ является суперпозицией состояний с $I=1/2$ и $I=3/2$, причём статистич. вес состояния с $I=3/2$ равен $1/2$.

Требование сохранения изоспина в сильных процессах обуславливает и ряд запретов. Напр., сечение процесса ${}^2D + \pi^0 \rightarrow {}^4He + \pi^0$ значительно меньше сечения процесса ${}^2D + \pi^0 \rightarrow {}^2He + p + \pi^0$, т. к. в первом процессе для нач. состояния $I=0$, для конечного $I=1$, т. е. величина изоспина изменяется.

Правила запрета, связанные с сохранением изоспина для мезонов, общие — систем, с нулевым гиперзарядом Y (для них $Q=I_3$), удобно сформулировать в терминах G -чётности. Операция $G=Ce^{i\pi I_3}$ является проведённой операцией поворота на 180° в изотопич. пространстве на *зарядовое сопряжение* (C). При этом системы с $Y=0$ переходят сами в себя и можно говорить о G -чётности. В частности, $G_\pi = -1$, $G_\eta = G_{\eta'}$. Отсюда следует, что распады $\eta \rightarrow 3\pi$, $\eta' \rightarrow 3\pi$ идут с изменением изоспина, в то время как распад $\eta' \rightarrow \eta \pi$ разрешён для сильного взаимодействия. Это объясняет, почему ширины $\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ и $\Gamma(\eta' \rightarrow 3\pi)$ близки но величине и малы, в силу чего волная ширина η -мезона много меньше ширины близких по массе резонансов. Это также объясняет малую величину отношения $\Gamma(\eta' \rightarrow 3\pi^0)/\Gamma(\eta' \rightarrow \eta \pi) = 2,6 \cdot 10^{-3}$, к-рая характеризует степень точности соблюдения закона сохранения изоспина.

Изотоническая инвариантность и слабые взаимодействия адронов. И. и. находит специфич. отражение и в нек-рых свойствах слабого взаимодействия адронов, в частности в законе сохранения слабого векторного тока, связанного с u и d кварками (см. *Векторного тока сохранение*). В терминах изотопич. дублета кварков $q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ компоненты слабого векторного тока j^\pm представляются в виде $j^\pm_\mu = \bar{q} \gamma_\mu \tau^\pm q$, где $\tau^\pm = 1/2(\tau_1 \pm i\tau_2)$, т. е. входят в один изотопич. триплет с изотопич. векторной частью *электромагнитного тока* кварков $j^3_\mu = 1/2 \bar{q} \gamma_\mu \tau_3 q$ (γ_μ — матрицы Дирака, $\mu=0, 1, 2, 3$). Следовательно, в силу сохранения эл.-магн. тока кварков и с той точностью, с какой справедлива И. и., должен также сохраняться слабый векторный ток кварков. Это приводит к тому, что можно ввести (подобно электр. заряду) понятие слабого заряда q кварков, к-рый

будет сохраняться. При этом слабый заряд адронов аддитивно складывается из слабых зарядов кварков и не зависит от структуры конкретного адрона, определяемого сильным взаимодействием. Др. следствием инвариантной структуры слабого векторного тока является совпадение слабого векторного фактора с изовекторной частью эл.-магн. фактора.

Нарушение изотопической инвариантности. Изотопич. симметрия являлась первым примером т. п. нарушенной симметрии. Ещё при обнаружении изотопич. симметрии было ясно, что она должна нарушаться эл.-магн. взаимодействиями, зависящими от электрич. зарядов адронов (или третьей компоненты изоспина) и, следовательно, неневариантными относительно вращения в изотопич. пространстве. Поэтому можно было ожидать нарушения И. и. на уровне 10^{-2} – 10^{-3} , что в общем соответствует эксперим. данным. Однако гипотеза о том, что нарушение И. и. полностью обуславливается лишь эл.-магн. взаимодействиями, привела к ряду трудностей. В частности, было трудно объяснить, почему масса не-кварк нейтральных адронов (напр., нейтрона, К⁰-мезона) больше (а не меньше) массы их заряд. изотопич. партнёров (протона, К⁺-мезона), хотя для последних определ. положит. вклад в массу должна давать собствен. эл.-магн. (кулоновская) энергия. Ответ был получен после создания кварковой модели адронов и заключения о том, что масса *d*-кварка на 2–3 МэВ больше массы *u*-кварка. Это заключение было сделано для т. п. токовых кварков. Поскольку наблюдаемый спектр адронов объясняется их строением из конституентных (валентных) кварков с массами $m_u \approx m_d \approx (300\text{--}350)$ МэВ, гипотеза «утолщения» *d*-кварка на (2–3) МэВ по сравнению с *u*-кварком объясняет как различие масс адронов внутри одного и того же изотопич. мультиплетта, так и масштаб нарушений И. и., к-рый оказывается на уровне, вызываемом эл.-магн. взаимодействиями. [Напр., указанным различием масс *u*- и *d*-кварков количественно объясняется вероятность запрещённого по G-чётности (и, следовательно, по изоспину) распада $\eta' \rightarrow 3\pi^0$.]

Экспериментально установлено, что изотопич. симметрия является частью более широкой нарушенной симметрии SU(3), а изотопич. мультиплеты входят в состав унитарных мультиплетов SU(3), включающих страные частицы. Масштаб нарушений SU(3)-симметрии определяется тем, что масса странного кварка на 120–150 МэВ больше массы *u*, *d*-кварков и может составлять 20–30%. Для более тяжёлых *s*-, *b*- и т. д. кварков различия в массах с *u*-, *d*-, *s*-кварками настолько велики, что симметрия полностью нарушается и остаётся лишь подобие в классификации адронных состояний на основе их кваркового строения. Возможно, однако, что симметрия между кварками разл. типов (ароматы) восстанавливается на очень малых расстояниях (т. е. при достаточно высоких энергиях) в тех явлениях, где можно пренебречь массами кварков. Поскольку не выяснен механизм, обуславливающий разности масс кварков разл. ароматов, близость масс *u*- и *d*-кварков, на к-рой основана изотопич. симметрия, представляется естественной, связанной скорее всего с тем, что оба соотвествующих токовых кварка — лёгкие (спиритически безмассовые).

Лит.: Ш в б е р С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; И н и д ж и м а К., Фундаментальные частицы, пер. с англ., М., 1969; О н и н Л. В., Лептоны и кварки, М., 1981.

С. С. Герштейн, А. А. Комаар.

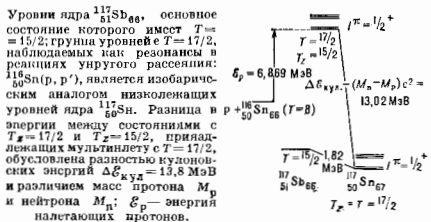
ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ ядерных сил — состоит в том, что в ядерных взаимодействиях протон и нейтрон можно рассматривать как 2 состояния одной частицы (нуклона), отличающиеся проекцией T_z изотопического спина T ($T_x = \pm 1/2$ и $T_z = -1/2$). И. и. — частный случай общего свойства *изотопической инвариантности* сильного взаимодействия. И. и. даёт возможность приписывать определ. значения изоспина T разл. состояниям ядра, причём изоспин ядра складыв-

ается из изоспинов отд. нуклонов по тем же правилам, что и обычный спин, и может принимать значения от $1/2(N-Z)$ до $1/2(N+Z)$, где N и Z — числа нейтронов и протонов в ядре. Как правило, осн. состояние ядра имеет мин. изоспин $1/2(N-Z)$.

И. и. проявляется в существовании изотопич. мультиплетов, или *аналогов состояний*, у лёгких ядер с одинаковым числом нуклонов A (изобары). Эти состояния относятся к разл. ядрам, но имеют одинаковую структуру и одинаковые квантовые числа (спин I , чётность π , изоспин T), а их энергии отличаются лишь за счёт энергии кулоновского взаимодействия и разности масс протона и нейтрона. Пример изотопич. мультиплетта — триплет состояний с $T=1$; осн. состояние ^{14}C и ^{14}O и первое возбуждённое состояние ^{14}N .

Из И. и. следует закон сохранения изоспина в ядерных реакциях. Напр., в реакции $^{18}\text{O} + \pi^+ \rightarrow ^{14}\text{N} + ^4\text{He}$, где изоспин ядра ^{18}O , ^4He и ^{14}N равен 0, вероятность возбуждённого состояния $^{14}\text{N}^*$ (2, 31 МэВ) с $T=1$ составляет доли % от вероятности образования осн. состояния ^{14}N с $T=0$.

И. и. варьируется за счёт эл.-магн. взаимодействия нуклонов, зависящего от заряда частиц (т. е. от проекции T_z изоспина), сила к-рого составляет ~1% от сильного взаимодействия. В лёгких ядрах эффекты эл.-магн. взаимодействия малы и их можно рассматривать как поправки, приводящие гл. обр. к небольшим различиям в энергиях уровней ядра, принадлежащих одному изотопич. мультиплету. В тяжёлых ядрах кулоновское поле (~20 МэВ) сравнимо со ср. полем ядерного взаимодействия и изоспин перестаёт быть хорошим (сохраняющимся) квантовым числом. Тем не менее для низколежащих состояний тяжёлых ядер большие кулоновские



силы слабо нарушают изотопич. симметрию, проявляющуюся в наличии резонансов, к-рые можно интерпретировать как аналоговые состояния, нестабильные относительно распада с испусканием нуклонов (рис.).

И. и. нарушается также из-за разности масс и констант связи заряженных и нейтральных частиц, в частности ионов, обмен к-рыми ответствен за сильное взаимодействие нуклонов (на кварковом уровне — из-за разности масс *u*- и *d*-кварков). В ряде случаев это приводит к большим наблюдаемым эффектам. Напр., разница дип. пр-р и пр-р-рассеяний в синглетном состоянии составляет $5,8 \pm 0,1$ Фм при значении длины пр-р-рассеяния 17,9 Фм.

Велика предсказательная сила И. и., напр., из факта отсутствия связанных уровней в синглетном состоянии системы пр следует их отсутствие и в системах пн, пр и т. п.

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1, М., 1971; Лёвине и промежуточные ядра близки границ кулоновой стабильности, М., 1972.

В. М. Колмаков.

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ МУЛЬТИПЛЕТ — семейство адронов, одинаковым образом участвующих в сильном взаимодействии, имеющих приблизительно равные массы, оди и те же барьонное число, спин, чётность, странность и др. квантовые числа и отличающихся только

электрич. зарядом (см. *Изотопическая инвариантность*). В случае атомных ядер И. м. являются *аналоговые состояния* ядер-изобар.

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СДВИГ — сдвиг друг относительно друга уровней энергии и спектральных линий атомов разл. изотопов одного хим. элемента; проявляется также во вращат. и колебат. спектрах молекул, содержащих разл. изотопы одного элемента.

И. с. в спектрах изолированного атома может быть обусловлен неск. причинами. Одна из них связана с движением ядра относительно центра инерции атома (э ф ф с к т м а с с ы). В системе центра инерции импульс ядра P' равен сумме импульсов электронов $\sum p_i$.

Учёт движения ядра приводит к появлению в гамма-тоннае атома члена:

$$\frac{P^2}{2M} = \frac{m}{M} \left\{ \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i \neq k} \frac{p_i p_k}{2m} \right\}, \quad (*)$$

где m — масса электрона, M — масса ядра. И. с. равен квантовомеханич. среднему от этой величины. Вклад в энергию атома, соответствующий первому члену суммы (*), наз. *нормальным* или *боровским* сдвигом, он равен $\Delta \epsilon_n = (-m/M) \epsilon$, где $\epsilon = \sum p_i^2/2m$ — энергия атома в случае неподвижного ядра. Вклад, вносимый в энергию атома вторым членом, наз. *сн е ц и ф и ч.* И. с. $\Delta \epsilon_c$, он имеет чисто квантовый характер и возникает вследствие обменного взаимодействия атомных электронов.

Сдвиг уровней за счёт эффекта массы наиб. важен для лёгких элементов с массовым числом $A \leq 60$; при $A \rightarrow \infty$ он исчезает. В случае тяжёлых изотопов ($A \geq 100$) осн. вклад в И. с. вносит э ф ф е к т о б ъ ъ м а. Внутри ядра конечного размера поле существенно отличается от поля точечного заряда. Поэтому для электрона, пролетающего в ядро, наблюдается сдвиг уровня энергии, возрастающий с ростом радиуса ядра. В этом случае И. с. наз. *сдвигом за счёт эффекта объёма*. Такой И. с. наиб. важен в случае конфигураций, содержащих s -электроны, для k -рых максимум электронной плотности достигается на ядре. Для электронов с *p* равным нулю орбитальный момент он значительно меньше. Исследование эффекта объёма позволяет получить ряд сведений о структуре ядра.

И. с. принято считать положительным, когда длина волны спектральной линии уменьшается с ростом массы ядра. Реальная длин волн, вызванное И. с., используется в лазерном разделении изотопов.

В молекулах замена атома одного изотона другим приводит к изменению её приведённой массы M и вследствие этого — к изменению вращат. ($\sim 1/M$) и колебат. $(1/\sqrt{M})$ энергий молекулы, что и вызывает И. с. в молекулярных спектрах.

Лит.: Е в а н ш е в М. А., *Атомная и молекулярная спектроскопия*, М., 1962; С о б е л ъ м а н И. И., *Введение в теорию атомных спектров*, [2 изд.], М., 1977; Р а д ц и г А. А., С м и р н о в Б. М., *Параметры атомов и атомных ионов*, 2 изд., М., 1986; Д е т т о н о в В. С., *Неизвестные следующие фотографии в атомах и молекулах*, М., 1983. В. Н. Ч и ч е в.

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН (изотопин. изоспин; I) — неаддитивное квантовое число, характеризующее ядра, существование *n*-рого обусловлено *изотопической инвариантностью* сильного взаимодействия; И. с. одинаков для совокупности адронов, образующих т. п. и з о т о п и ч е с к и й м у л ь т и п л е т, и определяется числом (λ) входящих в него частиц: $\lambda = 2I + 1$. И. с. адронов, как и обычный спин, может принимать целые и полуцелые значения: $0, 1/2, 1, 3/2, \dots$. Полный И. с. системы адронов вычисляется по правилам, аналогичным правилам сложения угл. моментов. Суммарный изоспин ядра определяет число разл. зарядовых состояний с примерно одинаковой энергией связи. И. с. сохраняется в процессах сильного взаимодействия и нарушается слабым и эл.-магн. взаимодействиями.

При описании слабого взаимодействия *кварков* и *лептонов* используют понятие *слабого изоспина* I^w , *k*-рый характеризует совокупности этих частиц, имеющих разные электрич. заряды, но ведущих себя сходным образом по отношению к слабому взаимодействию. Число частиц в таких группах равно $2I^w + 1$. Для кварков и лептонов I^w может принимать значения $0, 1/2$. Нулевые значения I^w присущи всем кваркам и лептонам с правой (R) спиральностью: $I^w_0 = 0$. Кварки и лептоны с левой (L) спиральностью имеют $I^w = 1/2$ и разбиваются на дублеты, соответствующие трём поколениям фермионов: $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L; \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L; \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$. Третий проекция слабого И. с. ядряду со слабыми *гиперзарядом* Y^w входит в обобщённую *Гелл-Манна* — *Нисиджимы* формулу для электрич. заряда: $Q = -I^w_3 + 1/2 Y^w$. Слабый И. с. (так же, как и слабый гиперзаряд) является источником *калибровочного поля* (вданном случае трёхкомпонентного, 2 компоненты *k*-рого образуют поля зарядж. *промежуточных векторных бозонов* (W^\pm), а третья компонента в сочетании с калибровочным полем, порождаемым слабым гиперзарядом, образуют поле Z^0 -бозона и эл.-магн. поле). Симметрия, отвечающая наличие слабого изоспина, спонтанно нарушена за счёт взаимодействия с *Хиггса бозонами*.

Лит.: Г а з и о в и ч у с С., *Физика элементарных частиц*, пер. с англ., М., 1969; О р у н С. В., Лептоны и кварки, М., 1981. А. А. К о в а р.

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — зависимость темп-ры T_k перехода в сверхпроводящее состояние металла от его изотопного состава; T_k возрастает при уменьшении ср. атомной массы M изотона. Для ряда металлов (Hg, Sn, Tl) выполняются (приблизительно) соотношение $T_k \cdot M^{1/2} = \text{const}$, но для др. металлов (напр., Pb, переходных металлов) показатель степени в соотношении $T_k \sim M^{-1/2}$ иной. Впервые И. э. наблюдался в 1950 [1, 2]; было установлено, что у изотона ^{199}Hg $T_k = -4,477 \text{ K}$, а у чистой ртути с естеств. изотопным составом ($M = 200,6$) $T_k = -4,154 \text{ K}$. Исследования показали также, что одновременно с T_k изменяется *критическое магнитное поле* $H_{c,0}$ (при $T \rightarrow 0$), по отношению $H_{c,0}/T_k$ для разных изотопов данного сверхпроводящего металла остаётся постоянным. И. э. свидетельствует, что *сверхпроводимость* связана с модами частиц, образующих кристаллич. решётку, и обусловлена взаимодействием электронов с *фононами* (колебаниями решётки).

Лит.: М а х w e l l Е., *Isotope effect in the superconductivity of mercury*, «Phys. Rev.», 1956, v. 78, p. 477; Р е у л д ж е С. А. и др., *Superconductivity of isotopes of mercury*, там же, p. 487.

ИЗОТОПНАЯ ХРОНОЛОГИЯ — определение абс. возраста горных пород, минералов, следов древних человеческих культур и в целом Земли по накоплению в них продуктов распада радиоакт. нуклидов. Идея И. х. принадлежит П. Кюри (P. Curie) и Э. Резерфорду (E. Rutherford). При И. х. учитывают, что радиоакт. распад каждого радионуклида происходит с пост. скоростью. Он приводит к накоплению конечных стабильных нуклидов, содержание *k*-рых D связано с возрастом t исследуемого объекта соотношением: $D = P(e^{\lambda t} - 1)$, где P — число атомов радионуклида, λ — постоянная распада. Отсюда:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln(1 + D/P).$$

В И. х. наиб. распространены свинцовый, аргонный, стронциевый и углеродный методы. В первом используется накопление радиогенного свинца в результате распада $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$, $^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb}$, $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$. Аргонный метод основан на радиогенном накоплении Ar в каменных минералах $^{40}\text{K} \xrightarrow{\beta^-} ^{40}\text{Ar}$ (см. *Электронный захват*). Стронциевый метод основан на β -распаде $^{87}\text{Rb} \xrightarrow{\beta^-} ^{87}\text{Sr}$. Для оценки возраста объектов ≤ 60 000 лет используется радиоуглеродный метод. В меньшей атом-

сфере под действием нейтронов космос. Лучей идёт ядерная реакция $^{14}\text{N}(\text{p}, \text{p})^{14}\text{C}$. В результате воздуха, растений и животных содержат радиоизотоп ^{14}C ($T_{1/2} = 5700$ лет) в определённой и постоянной (в расчёте на 1 моль углерода) концентрации. В мёртвых организмах обмен с атмосферой прекращается и содержание ^{14}C постепенно падает. По концентрации ^{14}C можно установить возраст органич. остатков.

Лит.: Изотопная геология, под ред. Э. Петера, П. Хуншнера, пер. с англ., М., 1984. С. С. Вербова.

ИЗОТОПНЫЕ ИНДИКАТОРЫ (меченые атомы) — вещества, имеющие отличный от природного изотопный состав, используемые в качестве «метки» при исследовании разл. процессов. Метод И. и. был предложен Д. Хевеши (G. Hevesy) и Ф. Панетом (F. Paneth, 1913). В качестве метки чаще используются радиоизотопы, к-рые могут быть легко обнаружены и измерены количественно. Реже используются стабильные изотопы, техника обнаружения к-рых сложнее (*масс-спектроскопия*). В качестве радиоакт. меток применяют: ^3H , ^{14}C , ^{32}P , ^{35}S , ^{45}Ca , ^{59}Fe , ^{60}Co , ^{85}Sr , ^{85}Zr , ^{90}Nb , ^{110m}Ag , ^{131}I и др. Выбор радиоизотопа определяется гл. образом периодом его полураспада, типом и энергией излучения. Для обнаружения излучения используют газоразрядные и сцинтилляционные счётчики, ядерные фотог. эмульсии и др. *детекторы*. С помощью И. и. изучают распределение вещества в системе и пути их перемещения. Для количеств. анализа — используются, напр., методом изотопного разбавления — к анализируемой пробе добавляют порцию меченого вещества и по степени его разбавления судят о содержании анализируемого вещества в пробе. Метод И. и. позволяет выявить механизм хим. реакций и структуру молекул. Он широко используется в физике, химии, биологии (процессы синтеза и распада хим. соединений в живой клетке, обмена веществ и др.), в технике, медицине (изотопная диагностика) и т. д.

Лит.: Лукинов В. В. и др., Радиоактивные индикаторы в химии. Основы метода, 3 изд., М., 1985; Остерля и Л. А., Исследование биологических макромолекул элементоразнообразными изотопноэлектрострофорезом и радиоизотопными методами, М., 1983. С. С. Вербова.

ИЗОТОПОВ РАЗДЕЛЕНИЕ, выделение отдельных изотопов из смеси или обогащение смеси отдельных изотопами. Первые попытки И. р. сделали Ф. У. Астоном (F. W. Aston, 1919) и др. гл. обр. для обнаружения изотопов у стабильных элементов, точного измерения массы их атомов и отнесит. содержания (см. *Масс-спектрокопия*). В 30-х гг. фундам. исследования в области ядерной физики потребовали выделения отдельных изотопов в кол-вах порядка неск. мг (*детиерий* производился в промышленности). Дальнейшее развитие методов И. р. обусловлено развитием ядерной энергетики, для к-рой требовался уран, обогащённый ^{235}U и др. (см. *Ядерное горючее*), а также применен в физике, химии, биологии и др. метода изотопных индикаторов [1, 4].

Классификация и характеристики методов. И. р. основано на различиях физ. и хим. свойств изотопов и их соединений. Эти различия, обусловленные разницей масс атомов, для большинства элементов невелики, что обычно приводит к необходимости многократного повторения единичной операции. Во всякой разделит. установке исходная смесь делится не менее чем на 2 фракции, одна из к-рых обогащается концентрируемым изотопом за счёт других. Эффективность работы разделит. установок определяется её производительностью G и коэф. разделения α . Так, при разделении бинарной смеси:

$$\alpha = \frac{C'(1-C')}{C'(1-C')}, \quad (1)$$

где C' и $1-C'$ — доли лёгкого и тяжёлого изотопов во фракции, обогащённой изотопом; C и $1-C$ — в тяжёлой фракции. Если $\alpha-1 \ll 1$, что имеет место для большинства методов (см. ниже), то обычно используются коэф. обогащения $\varepsilon = \alpha - 1$.

Повышение α обычно связано с уменьшением G . Поэтому методы, обеспечивающие большие α , но всегда оказываются экономически выгодными. Выбор метода определяется свойствами элемента, содержанием в смеси концентрируемого изотопа, заданной степенью разделения $q = \alpha^N$ (N — число ступеней разделения).

Различают молекулярно-кинетич., физико-хим. и электромагн. методы И. р. Первые два метода основаны на различии ср. статистич. свойств изотопных соединений, обусловленном разницей масс атомов. Для этих методов ε , как правило, невелики, а G могут быть большими. Электромагн. методы основаны на разл. поведении изотопов в электрич. и магн. полях. Как правило, эти методы позволяют получить высокие значения α при малых G в 1 цикле И. р.

Молекулярно-кинетические методы

Газовая диффузия через пористые перегородки (фальтры). Газообразное соединение прокачивается через пористую перегородку. При достаточно низких давлениях, когда длина свободного пробега молекул значительно превышает ср. диаметр пор (молекулярное течение, кинуденская диффузия или эффунзия, см. *Динамика разреженных газов*), каждый компонент смеси газов движется независимо от др. под действием градиента парциального давления. Скорость движения пропорц. частоте столкновений молекул с поверхностью пор, т. е. ср. тепловой скорости молекул:

$$\bar{v} = \sqrt{8RT/\pi M}. \quad (2)$$

Здесь T — темп-ра, R — газовая постоянная, M — масса молекулы. Т. к. $\bar{v}_1 > \bar{v}_2$ при $M_1 > M_2$, то часть смеси, прошедшая через фальстр, обогащается лёгким изотопом. При истечении в абс. вакуум достигается макс. значение:

$$\alpha_0 = \sqrt{M_2/M_1}. \quad (3)$$

Для большинства элементов

$$\alpha_0 - 1 = \varepsilon_0 \approx \Delta M/2M, \quad (4)$$

где $\Delta M = M_2 - M_1$. Т. к. диффузия через фальстр происходит в пространстве, заполненное тем же газом при пониженном давлении, то реальный коэф. обогащения $\varepsilon < \varepsilon_0$ из-за частичного обратного перетекания обогащённой смеси.

Метод газовой диффузии впервые осуществил Линдман (Lindemann) и Астон (1913). В дальнейшем он был разработан для промышл. произ-ва урана, обогащённого ^{235}U . Для разделения применяется газ UF_6 .

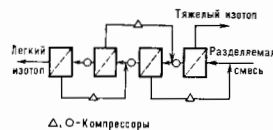


Рис. 1. Схема газодиффузионной установки.

При этом $\Delta M/2M = 3/2 \cdot 350 = 0,0043$. Для получения из природного U с обогащением по ^{235}U порядка 4% требуется от 1000 до 1500 ступеней (рис. 1). Газодиффузионные заводы для промышл. разделения изотопов U действуют в СССР [1], США, Франции, Англии и Китае [2, 7].

Масс-диффузия (диффузия в нотоке пара). Различ. скоростей диффузии 2-х изотопов в потоке 3-го (разделительного) газа приводит к частичному разделению изотопной смеси; эффект И. р. при диффузии в струю пара был открыт Г. Герцем (H. Hertz) в 1922. Коэф. обогащения:

$$\varepsilon_0 = \frac{D_{12} - D_{13}}{D_{12}} = \frac{(M_2 - M_1) M_3}{2M(M_1 + M_3)}, \quad (5)$$

где D_{13} , D_{23} — коэф. диффузии изотопов в 3-й газ. В качестве него используют пар, к-рый можно затем легко конденсировать и отделить от смеси изотопов. Умножение элементарного эффекта возможно при увеличении потока пара. Процесс можно проводить в каскадах разделительных пасосов (Герц) или в вращающихся цилиндрич. колонах (рис. 2).

Газ, обогащенный легким изотопом
Разделительный пасос
Газ, обогащенный тяжелым изотопом

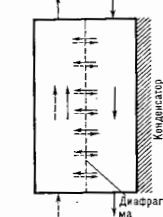


Рис. 2. Масс-диффузионная колонна.

предотвращения перемешивания обогащенной и обедненной смеси и для создания регулируемых и/или вертикальных потоков газа. Т. о., первичный эффект И. р. возникает при диффузии смеси в радиальном потоке пара. Проточное движение в вертикальном направлении переводит радиальный эффект И. р. в осевой и обеспечивает умножение эффекта, зависящее от высоты колонны [3].

Термодиффузия. Перепад темп-ры в газе или жидкости вызывает диффузию, приводящую к частичному И. р. Если поток, вызванный термодиффузией, уравновешивается противоположным ему потоком, обусловленным диффузией, то первичный коэф. обогащения определяется ф-лой:

$$\epsilon_0 = \alpha_T \ln(T_1/T_2), \quad (6)$$

где α_T — постоянная термодиффузии, зависящая от характера межмолекулярного взаимодействия и от относ. разности масс молекула. В большинстве газовых смесей в холодной области возрастает концентрация тяжелого газа, в горячей — легкого. Для умножения обычно малого первичного эффекта применяется противоточная термодиффузионная колонна, состоящая из охлаждаемой снаружи вертикальной трубки, внутри к-рой помещается нагретая металлическая пиль или трубка меньшего диаметра (рис. 3). Разность темп-р вызывает непрерывно идущее поперечное термодиффузионное разделение и одновременно создает вертикальную конвекцию газовой смеси: легкий изотоп, обогащаемый около нагретой трубки (T_1), уносится восходящим конвективным потоком к верхнему концу колонны, а тяжелый — увлекается вниз.

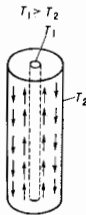


Рис. 3. Термодиффузионная колонна с кольцевым зазором.

При достаточной длине колонны можно достичь почти полного разделения смеси.

Методом термодиффузии получены изотопы (концентрация > 99%): ^3He , ^{13}C , ^{18}O , ^{20}Ne , ^{21}Ne , ^{22}Ne , ^{85}Kr , ^{87}Kr , ^{86}Kr , ^{88}Kr , ^{136}Xe [4, 5]. Термодиффузия в жидком UF_6 применяется в США для обогащения природного урана изотопом ^{235}U до концентрации 1%. Для промышленности И. р. метод термодиффузии неэффективен.

Электролиз воды. При электролизе воды или водных растворов электролитов скорость электролиза D_2O меньше, чем H_2O . В результате в электролите растёт концентрация D ($\alpha=6-8$). Электролиз воды был первым промышлен. методом получения D_2O (электролитный завод в Норвегии в 40-х гг. производил тонны D_2O в год). Для получения чистой D_2O применяют электродиол. каскад из 15 ступеней в сочетании с изотопным обменом (см. ниже) на первых 3 ступенях. Электролиз требует значит. затрат электроэнергии (на 1 кг D_2O 125000 кВт·ч). Электролиз можно применить для отделения T от H ($\alpha=14$). Для др. элементов электролиз неэффективен, т. к. $\alpha \approx 1$ [5].

Миграция ионов. При прохождении электр. тока через электролит (водный раствор, расплавы соли) более подвижные ионы концентрируются у катода. Первичный эффект обогащения (для большинства элементов $\epsilon < 10^{-2}$) может быть умножен в противоточных ячейках [3].

Центрифугирование. В центрифуге, вращающейся с большой скоростью, более тяжёлые частицы под влиянием центробежной силы концентрируются у периферии, более лёгкие — у оси ротора. Во вращающемся газе устанавливается равновесное распределение плотности $n = n_0 \exp(\omega^2 r^2 / 2RT)$, где ω — угловая скорость, r — радиус вращения, n_0 — плотность при $r=0$. В смеси двух идеальных газов с молекулярными массами M_1 и M_2 , помещённой во вращающийся полый цилиндр (ротор), распределение устанавливается для каждого газа независимо. Поэтому макс. коэф. разделения в радиальном направлении:

$$\alpha_0 = \frac{n_{10}/n_1}{n_{20}/n_2} = \exp(\Delta M v^2 / RT), \quad (7)$$

где v — линейная скорость вращения ротора радиуса r_0 . Т. к. α_0 зависит от ΔM , метод наиболее пригоден для И. р. тяжёлых элементов, где ΔM выше.

Для умножения первичного эффекта применяется противоточная циркуляция смеси внутри ротора, преобразующая радиальное обогащение в аксиальное и позволяющая производить отбор обогащённой и обеднённой фракций вблизи торцевых крышек ротора. Разделит. мощность центрифуги ограничена макс. теоретич. значением: $\rho D (\Delta M v^2 / 2RT)^2 \alpha_0 / 2$, где ρ — плотность, D — коэф. взаимной диффузии изотопов, z — длина ротора. В разделит. каскадах применяется параллельное соединение центрифуг в ступени.

Центрифуги использовались впервые Лиденбагом и Астоном в 1919, в дальнейшем для частичного И. р. Cl, Br, Xe, U. Программы развития метода центрифугирования для обогащения U есть в странах Европы, в США и Японии [2].

Для обогащения ^{235}U используют эффект разделения, создаваемый центробежными силами при искривлении потока UF_6 (разделит. солено в ФРГ, вихревая трубка в ЮАР). Для увеличения первичного эффекта к UF_6 добавляют лёгкий вспомогат. газ (H_2 или He), увеличивающий скорость UF_6 в потоке смеси. При этом возрастают и действующие на UF_6 центробежные силы и ϵ_0 в 4—8 раз выше, чем в случае газовой диффузии [2, 4].

Физико-химические методы [6]

Ректификация (дистилляция, фракционная перегонка). Метод основан на различии в равновесном изотопном составе жидкой и газообразной фаз. В большинстве случаев в паре концентрируется лёгкий изотоп. Коэф. разделения можно оценить из полуэмпирич. ур-ния Бигельбена:

$$\ln \alpha = \frac{A}{24} \left(\frac{h^2}{2\pi kT} \right)^2 \left(\frac{1}{M_1} - \frac{1}{M_2} \right), \quad (8)$$

где A — константа, зависящая от строения молекулы. Эффект разделения умножается в ректификац. колоннах благодаря проточному фаз. Ректификация применяется для произ-ва обогащённых изотопов лёгких эле-

ментов (D , ^{10}B , ^{11}B , ^{25}N , ^{28}N , ^{30}O). Наиб. эффективная низкотемпературная ректификация, напр. в смесях H_2-D_2 ; $^{13}CO-^{12}CO$ и др.

Изотопный обмен основан на хим. реакциях, при к-рых происходит термодинамически равновесное перераспределение изотопов к-л. элемента между реагирующими веществами. Так, напр., при контакте HCl с H_2 , в к-рых первонач. содержание дейтерия в водороде было одинаковым, в результате обменной реакции в HCl содержание D будет неск. выше, чем в H_2 . Применение неск. каскадов позволяет получать дейтерий и обогащенные отд. изотопами смеси для др. лёгких элементов (6Li , 7Li , ^{11}B , ^{12}B , ^{15}N , ^{18}O). Разрабатывается метод обогащения ^{235}U с использованием ионообменной реакции между U в смоле и U в растворе ($\phi_0 = 1,5 \cdot 10^{-4}$) [2, 4].

Достоинства молекулярно-кинетич. и физ.-хим. методов: возможность экономичного H . в промышл. масштабах в практически полное использование вещества в 1 цикле разделения. Недостатки: необходимость газовой фазы (не все элементы образуют стойкие газообразные соединения); значит. кол-во смеси; неуниверсальность установок; разделит. каскады и колонны должны содержать значит. кол-ва концентрируемых изотопов.

Лит.: 1) Атомная наука и техника в СССР. М., 1977; 2) В и д л и н С., Обогащение урана. М., 1983; 3) Р о з е н А. М., Теория разделения изотопов в колоннах. М., 1960; 4) Ш е м л я М., П е р ь е Ж., Разделение изотопов, пер. с франц., М., 1980; 5) Г а б и о в и ч Г. Д., Разделение изотопов и других смесей термодиффузией. М., 1980; 6) А н д р е с в В. М., З е л ь в е с к и й Я. Д., К а т а л ь н и к о в С. Г., Разделение стабильных изотопов физико-химическими методами. М., 1982; 7) E n t f e l d W., Elements of flow and diffusion processes in separation nozzles. В. — В. о. л., 1983. А. А. С а в к и н.

Электромагнитный метод

Собственно электромагнитный метод основан на том же принципе, что и масс-спектрометр. Любой масс-спектрометр является миниатюрной установкой для H . р. Для получения больших кол-в изотопов служат крупные установки (амер. термин к а л о т р о н ы), работающие по принципу масс-спектрометра Демпстера (рис. 4) [1—4]. В однородном магн. поле с напря-

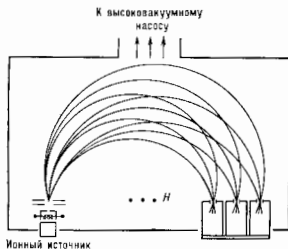


Рис. 4. Принципиальная схема электромагнитного сепаратора.

жённости H расстояние d между фокусами соседних изотопов с массами M и $M + \Delta M$ и зарядом Ze (дисперсия) составляет:

$$d = \rho \Delta M / M; \quad \rho = \frac{c}{H} \left(\frac{2MV}{Zc} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Здесь ZeV — энергия иона (в нелинейных выражениях в системе единиц СГСЕ), а ширина фокуса каждого изотопа (абберация):

$$\delta = \rho \sin^2(\varphi/2) \approx \frac{1}{4} \rho \varphi^2, \quad (10)$$

где φ — угол раствора ионного пучка в плоскости, перпендикулярной H . H . р. возможно только при $\delta < d$,

т. е. в однородном поле H — при $\varphi < 2(\Delta M/M)^{1/2}$. Для увеличения φ и обеспечения тем самым большей производительности разделит. установок применяют неоднородные (т. н. безбарьерные) магн. поля [1—3, 5], с помощью к-рых удаётся хорошо фокусировать пучки ионов с $\varphi \approx (25-30)^\circ$ и энергией ионов 25—40 кэВ. Производительность Q разделит. установок (в идеальном случае) связана с силой тока I пучка однозарядных ионов выражением:

$$Q = 0,89 AC_0 I \quad (\text{г/сутки}). \quad (11)$$

Здесь A — ат. масса разделяемого элемента, C_0 — относит. концентрация выделяемого изотопа в исходной смеси (I в А). Промышл. установки позволяют накапливать до неск. десятков г изотопов в сутки. При этом коэф. обогащения в 1 цикле разделения $\alpha = C/C_0 \approx 10^{-3}$ (C — относит. концентрация изотопа в обогащённой смеси). Типичные размеры вакуумной камеры (в м): $3 \times 1,5 \times 0,4$.

Ток I определяется гл. обр. фокусировкой пучка, к-рая в безбарьерном магн. поле зависит от компенсации пространств. заряда пучка. Если бы расталкивание ионов пучка собств. пространств. зарядом не было скомпенсировано, то обусловленная им абберация пучка могла бы быть меньше дисперсии лишь при очень малом I . В действительности возможна нейтрализация пространств. заряда электронами, образуемыми самим пучком в остаточном газе камеры (давление $p = 10^{-8}$ мм рт. ст.). Если бы ток I был постоянным во времени, то компенсации пространств. заряда, установившись (для этого достаточно $\sim 10^{-4}$ с), сохранился бы. Отому, однако, препятствуют колеб. процессы как в самом пучке, так и в ионном источнике. Вследствие этого иллотность ионного тока (при опред. условиях) колеблется так быстро, что вызывает динам. декомпенсацию пространств. заряда, резко нарушающую процесс H . р. Исследование динам. декомпенсации [4] позволило осуществлять H . р. разл. элементов при макс. токе (для элементов ср. масс \sim до неск. сотен мА).

В ионном источнике пары рабочего вещества ионизуются в газовом разряде, горении в продольном магн. поле. Возникающие ионы извлекаются из разряда электродами, поем, ускоряются и поступают в разделит. камеру в виде сформированного ионного пучка. Вследствие неполной ионизации паров и наличия в пучке ионов с разл. кратностью заряда коэф. использования рабочего вещества обычно $\sim 20-50\%$.

В приёмнике ионы [5] пучки изотопов попадают на стенки изотопных «карманов» и оседают на них в виде нейтральных атомов. Распыление накопленного вещества и отражение ионов от стенок карманов обуславливают ипное улавливание вещества, нерасомоно ионным пучком. Накопленное вещество извлекается из приёмника хим. методами. Коэф. улавливания и извлечения вещества $\approx 50-80\%$. Т. о., коэф. использования вещества в 1 цикле H . р. от 10 до 40%.

Электромагн. методом осуществляется разделение как стабильных, так и радиоактивных изотопов. Для разделения тяжёлых элементов ишгдга применяются установки с меньшей производительностью, но с повышенной дисперсией, в к-рых коэф. разделения α достигает 1000. В одной из таких установок [1] с поворотом пучка на 225° в магн. поле $d = 20$ мм на 1% относит. разности масс $\phi = 1000$ для U и Pu при $I = 10$ мА. Существует двухкаскадный масс-сепаратор, в к-ром фокус пучка ионов изотопа в конце первого каскада служит источником пучка для 2-го каскада; полный угол отклонения пучка $\sim 250^\circ$; для ^{235}U $e = 1400$. Существуют калотроны с уменьшенной производительностью (на $\sim 50\%$), но с увеличенной (в 1,5 раза) дисперсией, с углом поворота пучка на 255° . Для разделения стабильных изотопов применяются также малые установки с углом поворота пучка 60° и 90° .

В случае короткоживущих изотопов (период полураспада $T_{1/2} \leq 20$ мс) первичные ионы, создаваемые в

ядерных реакциях, вводится непосредственно в массенсепаратор (экспресс-информация).

Оси, преимущество метода: высокий коэф. обогащения в 1 цикле; возможность одновременного разделения всех изотопов; универсальность, позволяющая переклещать одну и ту же установку для разделения стабильных и радиоактивных изотопов. Недостатки: малые производительности и коэф. использования вещества; большие энергетич. и эксплуатат. затраты.

Электроматг. методом осуществлено разделение практически всех стабильных изотопов. В СССР существует Государственный фонд стабильных изотопов.

Лит.: 1) Арцимович Г. А., Избр. труды, М., 1978; 2) Арцимович Г. А., Дукьянов С. Ю., Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях, М., 1972; 3) Proceedings of the 10-th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and techniques related to their applications, «Nucl. Instr. and Meth.», 1981, т. 186, № 1/2; 4) Незлин М. В., Динамика лучей в плазме, М., 1982; 5) Сысов А. А., Физика и техника масс-спектрометрических приборов и электромагнитных установок, М., 1983.

Ионный циклотронный резонанс. В однородном магн. поле H ион с энергией $E_{\text{и}}$ и массой M движется по круговой орбите с циклотронной частотой Ω и радиусом

$$r_H = \left(\frac{2E_{\text{и}}}{M} \right)^{1/2} / \Omega.$$

Если при этом на смесь ионов действует переменное электр. поле с частотой ω , то энергию поглощают ионы, находящиеся в резонансе с полем: $\Omega = \omega$. При этом r_H возрастает, что позволяет отделить эти ионы от других (см. **Циклотронный резонанс**).

Для реализации метода требуется протяженный столб плазмы диаметром $2r_{H_{\text{макс}}}$. Для И. р. при $H=1$ Тл и $kT=10$ эВ приемлемая плотность плазмы $n \sim 10^{12} - 10^{13}$ ионов-см $^{-3}$. Для И. р. К при $n=10^{10} - 10^{11}$ ионов-см $^{-3}$ при обогащении ^{41}K $\alpha \sim 10$ [1].

Плазменное разделение. Используется вращение плазмы под действием силы Лоренца или магн. сжатие плазмы бегущей высокочастотной волной. В плазменной центрифуге могут быть получены высокие центробежные ускорения (до 10^6 м/с 2), но при очень высокой температуре (напр., 50 000 К). Для изотопов Kr, Ar, Ne, U $\alpha \sim 1,4 - 1,3$.

Оптические методы. Основаны на изотопич. сдвиге спектральных линий поглощения электроматг. излучения. Если длина волны λ падающего на частотную смесь атомов или молекул монохроматич. света совпадает с линией поглощения одного из изотопов, то свет поглощают только атомы этого изотопа, переходя в возбуж-

денное состояние (одноступенчатый фотоліз); пример — обогащение D и ^{13}C при фотолізе формальдегида. При возбуждении на уровень (электронный или колебательный) ниже порога диссоциации необходим второй фотон с λ , достаточной для диссоциации (двухступенчатый фотоліз); примеры: обогащение ^{14}N , ^{15}N и ^{10}B , ^{11}B при фотолізе NH_3 и BCl_3 под действием ИК-излучения CO_2 -лазера и прошедшего через оптич. фильтр УФ-излучения искры или лампы-высншки; фотоліз UF_6 с помощью ИК-излучения ($\lambda=16$ мкм) и УФ-лазеров [1]. Для многоатомных молекул возможна многофотонная диссоциация под действием только ИК-излучения; примеры: обогащение изотопами при воздействии излучения CO_2 -лазера на SF_6 (^{32}S , ^{34}S), CF_4 (^{12}C), BCl_3 (^{10}B , ^{11}B), SiF_4 (^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si), CCl_4 (^{12}C , ^{13}C , ^{37}Cl) и др. При возбуждении на электронный или колебат. уровень выше порога хим. реакции возможно ускорение реакции; примеры: обогащение ^{14}N , ^{15}N в реакции $\text{N}_2 + \text{O}_2$ и ^{10}B , ^{11}B в реакции $\text{BCl}_3 + \text{H}_2\text{S}$.

Для И. р. с использованием ат. паров металла необходимы лазер на красителях и УФ-лазер. Первый (излучающий обычно в видимой части спектра) производит селективное возбуждение одного изотопа, второй — ионизирует возбужденных атомов. Полученные ионы

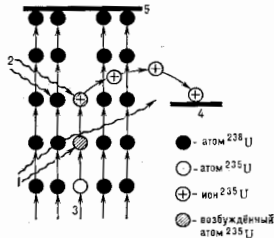


Рис. 6. Схема лазерного обогащения ^{238}U фотоионизацией: 1 — излучение возбуждающего лазера; 2 — излучение ионизирующего лазера; 3 — ионизация атомов паров; 4 — коллектор ионов; 5 — компенсатор напы.

отклоняются электроматг. полем к коллектору. Нейтральные пары собирают на др. коллектор. Процесс лазерной фотоионизации атомов применим для излучения И. р. Rb, Li, Ca, Nd, Sm, Eu, Cd, Dy, Er, Yb, U.

Достоинства лазерного И. р.: универсальность, возможность воздействия только на 1 изотоп (в США есть программа разработки лазерной технологии обогащения природного урана методом фотоионизации паров ^{235}U) (рис. 6).

Лит.: Импульсные CO_2 -лазеры и их применение для разделения изотопов, М., 1983; Басов Н. Г. и др., Новые методы разделения изотопов, «УФН», 1977, т. 121, с. 427; Капризов И. В. и др., Селективная фотоионизация атомов и ее применение для разделения изотопов и спектроскопии, «УФН», 1979, т. 127, с. 593.

ИЗОТОПЫ (от греч. *isos* — равный, одинаковый и *topos* — место) — разновидности атомов одного и того же хим. элемента, атомные ядра к-рых имеют одинаковое число протонов (Z) и разл. число нейтронов (N). (И. — нуклады одного элемента). И. наз. также ядра таких атомов. И. занимают одно и то же место в период. одит. системе элементов (отсюда назв.). По своим ядерным свойствам (спектр энергетич. уровней, способность вступать в те или иные ядерные реакции и др.) И., как правило, имеют мало общего между собой. В подавляющем большинстве случаев вещества, различающиеся только изотопным составом, обладают одинаковыми хим. и почти одинаковыми физ. свойствами, т. к. на структуру электронной оболочки атома влияет практически только заряд ядра. Поэтому выделение к.-л. И. из природной смеси, напр. ^{238}U (0,7%) и ^{235}U (0,05%) из природного урана, к-рый содержит г. обр. ^{238}U (99,25%), является сложной задачей, для решения к-рой используются небольшие различия в скоростях испарения, диффузии и др. методы (см. **Изотопное разделение**).



двѐное состояние. Возбужденные атомы отдают от него возбужденных фотохим. и физ. методами (фотоионизация, фотоліз). Ввиду избирательности поглощения вначале α может быть высоким. Достигаются в первую очередь акты селективности на практике может ухудшаться из-за обмена энергией возбуждения или зарядим при столкновении с др. изотопом, вторичных хим. реакций и др. Первые опыты К. Цубера (K. Zuber, 1935, фотохим. окисление) дали для обогащения ^{200}Hg и ^{202}Hg $\alpha \approx 4$.

Для оптич. И. р. используются лазеры. Лазерное излучение можно применять для селективного возбуждения электронных уровней атомов или колебат. уровней молекул (рис. 5). Если электронный уровень выше порога диссоциации, для распада молекулы достаточно

Исключением являются H , лёгкие элементы. И. водорода ^1H , ^2H , ^3H столь сильно отличаются по массе, что физ. и даже хим. свойства H разного изотопного состава различны. Поэтому они получили самостоят. назв.: ^1H наз. протием, ^2H — дейтерием D (др. — дейтерием D), ^3H — тритием T (др. — тритием T). Развитие масс-спектрологии позволило обнаружить у многих элементов по нек. стабильных И. В дальнейшем было установлено, что число стабильных И. у чётных (по Z) элементов может достигать 10 (напр., Sn). У нечётных оно ≤ 2 . Для всех элементов искусственно получены радиоакт. И. У некоторых элементов их число достигает 20—30 (см. табл. в ст. Нуклиды).

Содержание отд. И. в их смеси испытывает небольшие колебания. Эти колебания у лёгких элементов связаны, как правило, с изменением изотопного состава при испарении, растворении, диффузии и т. д. Для Rb колебания изотопного состава объясняются разл. содержанием в разных источниках (руды, минералы и др.) родоначальников соств. радиоактивных рядов (см. Радиоактивность).

Лит. см. при ст. Изотопы.

ИЗОБОТ — линия равной освещённости, выраженной в фот.а. **ИЗОХОРНЫЙ ПРОЦЕСС** (изохорический процесс) (от греч. *isos* — равный, одинаковый и *chōra* — пространство) — термодинамич. процесс, происходящий в системе при пост. объёме; на термодинамич. диаграмме изображается *п* *зохорой*.

И. п. осуществляется в газах и жидкостях, находящихся в замкнутом сосуде с неизменным объёмом. При И. п. система не совершает работы и подводённая теплота dQ целиком расходуется на изменение внутр. энергии: $dU=dQ$, следовательно, $dQ=C_V dT$; $C_V = (\partial U/\partial T)_V$ — теплоёмкость при пост. объёме, к-рая всегда меньше теплоёмкости при пост. давления. В идеальном газе при И. п. давление пропорц. темп-ре (*Шарля закон*). Для неидеального газа закон Шарля не справедлив, т. к. часть сообщённой газу теплоты идёт на увеличение энергии взаимодействия частиц. Изменение энтропии при И. п. равно

$$S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} (C_V/T) dT.$$

Лит. см. при ст. Термодинамика. Д. П. Зубарев. **ИЗОХРОНОСНОСТЬ КОЛЕБАНИЙ** (от греч. *isos* — равный, одинаковый и *chrōnos* — время) — независимость периода собственных колебаний к-л. колебат. системы от амплитуды этих колебаний. И. к. — характерное свойство линейных систем. Поскольку все реальные колебат. системы ведут себя как линейные только в пределах огранич. области малых амплитуд колебаний, то и И. к. соблюдается только для малых амплитуд колебаний. В нелинейных системах И. к., строго говоря, не реализуется. Однако практически с заданной степенью точности всегда можно считать, что для достаточно малых амплитуд колебаний и в нелинейных системах имеет место И. к. (напр., колебания маятника практически можно считать изохронными, пока амплитуда его угл. отклонений достаточно мала).

ИЗОХРОНИСНЫЙ ЦИКЛОТРОН (релятивистский циклотрон) — циклотрон, в к-ром частота обращения частицы не меняется с ростом её энергии и релятивистской массы. Постоянство частоты обращения обеспечивается сложным законом изменения магн. поля магнита по радиусу и азимуту. Частота обращения ω связана со ср. магн. полем $\langle H(r) \rangle$ на радиусе r и полной релятивистской энергией $\mathcal{E} = mc^2 (\gamma - 1)$ (где m — релятивистская масса частицы) соотношением: $\omega = ce \langle H(r) \rangle / \mathcal{E}$, где e — заряд частицы. Для постоянства частоты с ростом энергии необходим рост $\langle H(r) \rangle$ с увеличением радиуса, к-рый неизбежно приводит к дефокусировке по вертикали. Для её компенсации вводится сильная вариация магн. поля по азимуту (ϕ), $H = H(r, \phi)$, обеспечивающая зна-

копериментную фокусировку. Азимутальная вариация поля реализуется обычно с помощью секторной структуры магнита. И. к. применяются для ускорения тяжёлых частиц (протонов, ионов). Крупнейшие И. к. — на 600 МэВ (протоны) в Швейцарии, на 520 МэВ (протоны) в Канаде. См. Ускорители заряженных частиц.

О. Л. Бурштейн.

ИЗОЭЛЕКТРОННЫЙ РЯД — ряд, состоящий из атомов n ионов разл. хим. элементов, имеющих одинаковое число электронов. И. р. являются, напр., водородоподобные атомы, ряд $\text{Li}^+, \text{Be}^{2+}, \dots$ Частицы И. р. обладают сходными спектрами и др. оптич. свойствами. См. также Атом.

ИЗОЭНТАЛЬПИЙНЫЙ ПРОЦЕСС — термодинамич. процесс, происходящий при пост. энтальпии, напр. протекание газа через вентиль перегородку при отсутствии теплообмена с окружающими телами (см. Джоуля — Томсона эффект). Изображается на диаграмме состояния *п* *зоэнта* *льпой*.

ИЗОТРОПНЫЙ ПРОЦЕСС — термодинамич. процесс, происходящий при пост. энтропии системы; то же, что обратный *адиабатический процесс*. Изображается на диаграмме состояния *п* *зоэнтр* *опной* (адиабатой).

ИЛЛЮЗИИ ОПТИЧЕСКИЕ (зрительные иллюзии) — типичные случаи резкого несоответствия между зрительным восприятием и реальными свойствами наблюдаемых объектов. И. о. свойственны здоровому зрительному аппарату, чем они отличаются от галлюцинаций. Известно более сотни И. о., но общепринятой

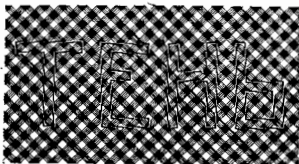


Рис. 1. Благодаря влиянию фона буквы кажутся расположенными под углом.

классификация их нет; убедительных объяснений большей части И. о. также пока не существует.

По механизму возникновения И. о. можно разделить на такие, к-рые возникают благодаря несовершенству глаза как оптич. прибора (именно этот класс соответствует термину И. о.), и на те И. о., за возникновение к-рых ответствен весь зрительный аппарат, включая его мозговые отделы. К первым относится кажущаяся дугиастая структура ярких источников малого размера (напр., звезды); наблюдается иногда радужные кромки предметов из-за несправленного хроматизма хрусталика и т. п. Подаляющаяся часть И. о. принадлежит к второй группе, т. е. их возникновение связано с особенностями обработки зрительной информации на разл. этапах зрительного восприятия. Первым этапом этой обработки считается выделение сигнала из фона, и ошибки восприятия, связанные с ним, можно отнести к И. о. (т. н. оптич. обман). На существовании таких И. о. основано применение защитной окраски при маскировке, к-рая широко распространена в животном мире (мимикрия). С процессом выделения сигнала из фо-



Рис. 2. Несходная классификация зрительных впечатлений: наблюдатель видит либо вазу, либо два силуэта.

на, а также и со следующим этапом — с классификацией сигналов связаны И. о., в к-рых структурной или силовой фон приводит к ошибкам выведения фигур или к ошибкам оценки их параметров (яркости, формы, взаимного расположения и пр.); рис. 1). И. о., связанные с возможной неоднозначной классификацией зрительных впечатлений, представлены на рис. 2. Наконец, распространены И. о., связанные с ошибками в третьем

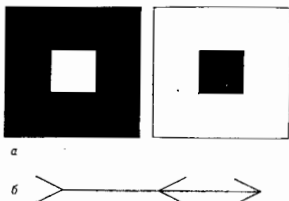


Рис. 3. Примеры ошибок в оценке характеристик объектов: а — иллюзия яркости; белый квадрат кажется больше равного ему черного; б — стрелы Мюллера — Штерна: отрезки равны, хотя кажутся неравными.

этапе обработки зрительной информации — в оценке характеристик рассматриваемых объектов (площади, длины, углов, цвета; рис. 3), а также с перспективными искажениями (рис. 4); часто возникает т. н. иллюзия и р а д и а ц и и (рис. 3), т. е. кажущееся увеличение размеров светлых предметов сравнительно с равными им темными. И. о., связанные с ошибками в оценке площадей, длин и углов, часто выделяют в отд. группу геом. И. о.

При движении или изменении во времени наблюдаемого объекта процесс зрительного восприятия усложняется, что в ряде случаев приводит к неадекватному отражению движения объектов. И. о. такого рода можно выделить в группу динамических. Долгое наблюдение за движущимся предметом и внезапное прекращение наблюдения за ним приводит к иллюзии движения этого предмета в обратном направлении (напр., если смотреть некое время на водопад и потом закрыть глаза, то можно увидеть струю воды, поднимающуюся вверх, т. е. эффект водопада, известный ещё Аристотелю). К этому же классу И. о. относится полупление ощущения цвета при наблюдении модулированного во времени светового потока белого света, напр. при вращении разделенного на черные и белые сектора диска (т. н. диск Бенхемса), и ряд аналогичных И. о. К динамич. И. о. принадлежит И. о., связанные с инерцией зрения, т. е. со свойством глаза сохранять зрительное впечатление ок. 0,1 с. Примерами таких И. о. являются все виды *стробоскопического эффекта*, а также наблюдение следа от быстро движущегося светящегося источника зр. На использовании И. о., связанных с инерцией зрения, основаны кинематограф и телевидение.

Лит.: Артамонов И. Д., Иллюзии зрения, 3 изд., М., 1969; Т о л д а к с к и й С., Отчетные иллюзии, пер. с англ., М., 1967; Г р е т о р и Р. Л., Разумный глаз, пер. с англ., М., 1972; Ш о д х е м Ч., Сондерс Дж., Восприятие света и цвета, пер. с англ., М., 1978; Р о г И., Введение в зрительное восприятие, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1980; А. П. Татарин, Н. Ф. Подвижная.

ИМПЕРСИОННАЯ СИСТЕМА — объектив микроскопа, у к-рого пространство между объективом (или по-

крывным стеклом) и наружной поверхностью фронтальной (первой) линзы заключено прозрачной, т. н. иммерсионной жидкостью, показатель преломления к-рой $n > 1$. Использование иммерсионной жидкости повышает числовую апертуру объектива и как следствие — *разрешающую способность* микроскопа. Числовая апертура $A = n \sin \alpha$, где n — показатель преломления среды между покрывным стеклом и наружной поверхностью линзы, и α — половина угла между крайними лучами, входящими в объектив. У «сухой» системы средней между покрывным стеклом и наружной поверхностью линзы является воздух ($n=1$), поэтому $A \leq 1$. Использование иммерсионной жидкости в И. с. позволяет повышать A до 1,6. В совр. объективах микроскопа в качестве иммерсионной жидкости используются вода, спец. иммерсионное масло (масляная иммерсия), водный раствор глицерина (при работе в УФ-области спектра), подметилен (для петрографии). Каждый объектив рассчитывается на применение одной опред. иммерсионной жидкости, замена её приводит к существенному ухудшению качества изображения. Кроме повышения апертуры использование И. с. уменьшает засветку изображения, вызываемую светом, отраженным от наружной поверхности фронтальной линзы объектива или от поверхности прозрачной пленки, покрывающей изучаемый объект при наблюдении в отраженном свете.

Лит. см. при ст. Микроскоп. А. П. Грамматин.

ИМПЕРСИОННЫЙ МЕТОД (от лат. *immersio* — погружение) — метод определения показателя преломления n мелких зёрен (\sim неск. мкм) твёрдых тел под микроскопом. Зёрна исследуемого вещества погружают в нанесённые на предметное стекло капли разл. жидкостей с известным n . Наблюдая под микроскопом эти препараты, подбирают жидкость, наиб. близкую но n к данному веществу. Для сравнения в твёрдом веществе и в жидкости пользуются методом Бекке, коём освещением или методом двойного диафрагмирования. В последнем методе в световой пучок вводит два экрана с прямоугольным краем (диафрагмы); один из экранов помещается под препаратом, другой — над объективом микроскопа. При этом видимые в микроскоп осколки твёрдого вещества кажутся как бы односторонне освещёнными; положение их светлых и тёмных краёв зависит от соотношения n твёрдого вещества и жидкости. Необходимое для измерений равенство этих n достигается применением монохроматич. света с разл. длинами волн и отмечается по исчезновению одностороннего освещения или полосы Бекке. Использование одной только диафрагмы (верхней или нижней) даёт косое освещение, вызывающее такой же эффект, как и диафрагмирование, но не во всём поле зрения одновременно.

Точность И. м. порядка 0,001; форма и характер поверхности исследуемого зерна не оказывают существенного влияния. В И. м. применяют иммерсионный набор жидкостей с n от 1,408 до 2,15 и прозрачные слюды с n до 2,7. И. м. используют для установления чистоты соединений, определения твёрдых фаз в смесях веществ и пр. И. м. широко применяется при изучении минералов и горных пород.

Лит.: Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 2 изд., Л., 1974; Т а в а р с к и й В. Б., Кристаллооптика и иммерсионный метод..., М., 1965; С х а р о в а М. С., Ч е р н о в Ю. А., Иммерсионный метод минералогических исследований, М., 1970.

ИМПЕДАНС (англ. *impedance*, от лат. *impedio* — препятствую) (комплексное сопротивление) — аналог электрич. сопротивления для гармонич. процессов. Реализация И. элемента цепи перем. тока (И. диндуоиндукта и И. к.-л. поверхности в монохроматич. эл.-магн. поле (полевой И., поверхностный И.).

Понятие И. было введено в электродинамику О. Хевисайдом (O. Heaviside) и О. Лоджем (O. Lodge), понятие полевой И. — С. Шелкуновым (S. Shelkunoff, 1938). Импедансные характеристики используют не только в электродинамике, их вводят для описания

анний передачи волновых возмущений любой природы (см., напр., *Импеда акустический*).

Импеданс двухполюсника. В теории электрич. цепей любую часть цепи, состоящую из пассивных линейных элементов (таких, как сопротивление R , индуктивности L , емкости C , трансформаторы) и имеющую две точки (полюса) подключения к остальной цепи (рис. 1), в случае квази стационарных гармонич. процессов с зависимостью от времени $\sim \exp(i\omega t)$ можно рассматривать как пассивный двухполюсник, все внеш. свойства k -рого описываются одной комплексной величиной Z , наз. И. двухполюсника и равной

$$Z(\omega) = V/I = R(\omega) + iX(\omega).$$

Здесь V — комплексная амплитуда напряжения между полюсами 1 и 2, I — комплексная амплитуда тока в на-

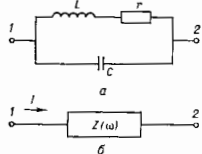


Рис. 1. Электрическая цепь, включающая пассивные линейные элементы и имеющая два полюса: а — схема цепи; б — эквивалентный двухполюсник с импедансом $Z(\omega)$.

правления от полюса 1 к полюсу 2; R — вещественная часть импеданса (активное сопротивление), X — мнимая часть И. (реактивное сопротивление), ω — угловая частота. Модуль И. $|Z| = (R^2 + X^2)^{1/2}$ наз. полным сопротивлением двухполюсника. В СИ И. измеряется в Омах, в Гауссовой системе единиц имеет размерность, обратную скорости. Иногда наряду с И. Z используют обратную ему величину $\sigma = Z^{-1}$, наз. адмиттансом.

Активное сопротивление R ответственно за потери энергии, поступающей в двухполюсник. Мощность потерь P (средняя за период колебаний $T = 2\pi/\omega$) выражается соотношением

$$P = R |I|^2/2.$$

Реактанс характеризует величину энергии, пульсирующей с частотой 2ω (и потому в среднем за период равной нулю), накапливаемой в двухполюснике и отдаваемой обратно источнику. Знак реактанса определяется зависимостью от времени: в технике и прикладной физике (и в данной статье) полагают $\sigma \sim \exp(i\omega t)$, в теоретич. физике обычно принимают $\sim \exp(-i\omega t)$.

В случае чисто индуктивного двухполюсника (индуктивное сопротивление) $X = X_L = \omega L$ (в СИ; в системе единиц Гаусса $X_L = c^{-2}\omega L$), а для чисто емкостного (емкостное сопротивление) $X = X_C = -(\omega C)^{-1}$. Различия в знаках порождается дуальной асимметрией Максвелла уравнений ($E \rightarrow H, H \rightarrow -E$) и отражает соотношение между фазами напряжений и токов: ток в идеальной катушке самонадукции отстает по фазе на $\pi/2$ от приложенного напряжения, а ток через идеальный конденсатор опережает на тот же угол напряжение, создаваемое на его обкладках. Правила сложения И. при последоват. и параллельном их соединении такие же, как и в случае обычных омических сопротивлений: при последоват. соединении двухполюсников складываются И. Z , а при параллельном — адмиттансы Z^{-1} . Напр., для двухполюсника, изображенного на рис. 1а, имеем:

$$Z^{-1} = (r + i\omega L)^{-1} + i\omega C.$$

Матрица импеданса. Разветвленную электрич. цепь, имеющую более двух точек подключения, наз. многополюсником [если число пар точек подключения (входов) равно N , то цепь наз. $2N$ -полюсником]. На входах многополюсника должны быть заданы направления отсчета напряжений и токов (рис. 2). Если многополюсник включает в себя только линейные, пассивные и вза-

имные элементы, то для квази стационарных гармонич. процессов все его внеш. свойства описываются матрицей импеданса $\|Z_{\alpha\beta}\|$, связывающей комплексные амплитуды напряжений и токов на входах при произвольном подключении к когерентным источникам:

$$V_\alpha = \sum_{\beta=1}^N Z_{\alpha\beta} I_\beta, \quad \alpha = 1, 2, \dots, N.$$

Напр., для четырехполюсника, изображенного на рис. 3, а, элементы матрицы И. равны: $Z_{11} = Z_1 + Z_2$, $Z_{21} = Z_2 + Z_3$, $Z_{12} = Z_{21} = Z_2$. В силу взаимности принципа матрица $\|Z_{\alpha\beta}\|$ симметрична, т. е. $Z_{\alpha\beta} = Z_{\beta\alpha}$.

Входной импеданс. Свойства многополюсников можно описать и с помощью т. п. в х о д н ы х И. отд. входов. При этом по отношению к выбранному входу многопо-

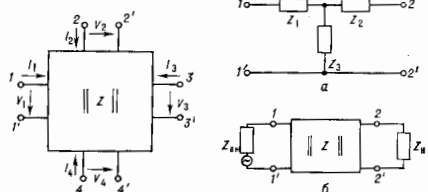


Рис. 2. Многополюсник, все внешние свойства которого задаются матрицей импеданса $\|Z_{\alpha\beta}\|$.

Рис. 3. Четырехполюсник: а — внешняя схема; б — эквивалентная схема для определения входного импеданса.

люсник рассматривают как двухполюсник, а все остальные входы считают нагруженными произвольными И. $Z_{\text{нр}}$. Поэтому входные И. являются функциями не только частоты, но и нагрузочных И. Так, для четырехполюсника, приведенного на рис. 3:

$$Z_{\text{вх}1} = Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22} + Z_{\text{н}2}}.$$

Для согласования произвольной нагрузки $Z_{\text{н}}$ с источником, имеющим в в. т. п. И. $Z_{\text{нр}}$, используют недисипативные четырехполюсники (без поглощающих элементов), добиваясь выполнения условия $Z_{\text{вх}}(Z_{\text{н}}) = Z_{\text{н}}^*$ (* означает комплексное сопряжение). При этом достигается макс. передача энергии от источника к нагрузке (кд равен 50%, остальные энергии поглощаются внутри источника). Если требуется обеспечить высокий кд передачи, выбирают такой согласующий четырехполюсник, чтобы выполнялись условия: $R_{\text{вх}}(Z_{\text{н}}) > R_{\text{вн}}$, $X_{\text{вх}}(Z_{\text{н}}) = -X_{\text{вн}}$.

Волновой импеданс. Входной И. четырехполюсника, удовлетворяющий условию $Z_{\text{вх}}(Z_{\text{н}}) = Z_{\text{н}} = Z_{\text{н}}$, наз. в о л н о в ы м импедансом, ибо в бесконечной цепи, составленной из одинаковых четырехполюсников, будут без отражений распространяться волны (в общем случае экспоненциально затухающие) с пост. значением отношения напряжения к току. В пределе непрерывной однородной линии передачи это отношение в любом нормальном сечении постоянно и при отсутствии потерь равно $Z_{\text{н}} = (L_0/C_0)^{1/2}$, где L_0, C_0 — волновые (на единицу длины) индуктивность и емкость линии.

Для линии конечной длины, нагруженной на $Z_{\text{н}} \neq Z_{\text{н}}$, коэф. отражения (отношение комплексных амплитуд отраженной и падающей волн) равен

$$\Gamma = (Z_{\text{н}} - Z_{\text{н}})/(Z_{\text{н}} + Z_{\text{н}}). \quad (1)$$

При $Z_{\text{н}} = 0$ и $Z_{\text{н}} \rightarrow \infty$, что соответствует короткозамкнутой и разомкнутой линиям, имеет место полное отражение ($\Gamma = \mp 1$). Длинные линии не являются квази стационарными системами, поэтому понятие напряжения является условным. Обычно его относят только к точкам, лежащим в одном нормальном сечении линии $S_{\text{н}}$, а путь

интегрирования γ_{12} выбирают лежащим в этом же сечении ($V_{12} = \int_{\gamma_{12}} E dt$, $\gamma_{12} \subset S_n$).

Поверхностный (полевой) импеданс \hat{Z} вводят для монохроматич. эл.-магн. полей $E(r) \exp(i\omega t)$, $H(r) \exp(i\omega t)$ на любой условной поверхности S след. образом:

$$E_{\tau} = \hat{Z} [H \times n]_{\tau} |S, \quad (2)$$

где E_{τ} , H_{τ} — тангенц. составляющие напряжённости эл. и магн. полей, n — единичная нормаль к S , τ — направление выбирают обычно так, чтобы проекция на всё среднее по времени потока энергии (вектора Пойнтинга $\Pi = (c/8\pi) \text{Re} [E \times H^*]$) была положительна. Входный в (2) И. \hat{Z} в общем случае является тензором, компоненты к-рого зависят от поляризации поля. В тех случаях, когда E_{τ} и H_{τ} взаимно перпендикулярны, вводят скалярный полевой И. Z . В гауссовых единицах полевой И. безразмерен, а в СИ имеет размерность сопротивления. Иногда для И. в системе единиц Гаусса используют выражение $Z' = 4\pi Z/c$, при этом Z' имеет размерность сопротивления.

Эл.-магн. волны разных типов (моды) характеризуются разл. полевыми И., задаваемыми на волновых фронтах. Так, для поперечной плоской волны (типа ТЕМ), распространяющейся в направлении n в изотропной среде или в волноводе, $Z_{ТЕМ} = (\mu_0 \mu / \epsilon_0 \epsilon)^{1/2}$ (μ — относительные магн. и диэлектрич. проницаемости среды, ϵ_0 , μ_0 — проницаемости вакуума, в системе единиц Гаусса $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$). В вакууме $Z_{ТЕМ} = 120 \Omega$, эта размерная константа наз. *характеристич. импедансом вакуума* (в системе единиц Гаусса $Z'_{ТЕМ} = 1$). Для волн типа ТМ и ТЕ соответствующие И. таковы:

$$Z_{ТМ} = Z_{ТЕМ} k_{\parallel} / k, \quad Z_{ТЕ} = Z_{ТЕМ} k / k_{\parallel},$$

где k — волновое число, k_{\parallel} — продольная компонента волнового вектора. Для критич. частот ($k_{\parallel} \rightarrow 0$) $Z_{ТМ} \rightarrow \infty$, $Z_{ТЕ} \rightarrow 0$, а для закрытых, когда волна превращается в экранированную убывающую моду:

$$Z_{ТМ} = -i Z_{ТЕМ} |k_{\parallel}| / k, \quad Z_{ТЕ} = i Z_{ТЕМ} k / |k_{\parallel}|,$$

т. е. в первом случае речь идёт о преимуществ. запасе эл. энергии (ёмкостный И.), во втором — магнитной (индуктивный И.).

При отсутствии потерь полевой И. для распространяющихся волн — величина действительная; иногда её наз. *волновым сопротивлением* среды, поскольку она обладает многими свойствами волнового сопротивления линии или цепочки четырёхполюсников. В частности, при падении плоской волны из среды 1 на плоскую границу раздела со средой 2 коэф. отражения (по амплитудам полей) аналогично (1) выражается в виде

$$\Gamma = (Z^{(2)} - Z^{(1)}) / (Z^{(2)} + Z^{(1)}).$$

Это выражение представляет собой *Френеля формулы*, записанные через И. (р-поляризации соответствует мода ТМ, s-поляризации — мода ТЕ, $(k_{\parallel} / k)^{(1,2)} = \cos \theta^{(1,2)}$, $\theta^{(1)}$ и $\theta^{(2)}$ — углы падения и преломления). При исследовании отражений от плоскостепенных неоднородных сред часто упр-ния для полей преобразуют в упр-ния для полевых И., при этом порядок упр-ний понижается.

Существование т. н. *импедансных поверхностей* и с т. зр. т. е. поверхности с заданным, фиксированным на них значением полевого И. Фактически фиксация осуществляется (в большинстве случаев приближённо), когда структура поля «под поверхностью» неизменна и определяется к.-л. свойствами среды или формирующих под неё устройств. Так, при падении волны на хорошо поглощающую среду волна уходит в глубь среды почти по нормали, независимо от угла падения, следовательно, «входной» И. можно считать фиксированным и

равным $Z_{ТЕМ}^{(2)}$ (*Леонтовича граничное условие*). С помощью импедансных поверхностей моделируют границы направляющих устройств в антеннах, замедляющих системах и т. д.

Лит.: Основы теории волн, 4 изд., М., 1975; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Вудруи с Жю, Шеневалье П., Цени сверхвысоких частот, пер. с франц., М., 1979.

Г. В. Жеремин, М. А. Мильер.

ИМПЕДАНС АКУСТИЧЕСКИЙ — комплексное сопротивление, к-рое вводится при рассмотрении колебаний акустич. систем (излучателей, приёмников звука, рупоров, труб и т. п.) по аналогии с электротехникой. И. а. представляет собой отношение комплексных амплитуд звукового давления к коэф. объёмной экстрем. Комплексное выражение И. а. имеет вид:

$$Z_a = \text{Re} Z_a + i \text{Im} Z_a.$$

Действительная часть И. а. $\text{Re} Z_a$ (т. п. активное акустич. сопротивление) связана с диссипацией энергии в самой акустич. системе и потерями энергии на излучение звука, а мнимая часть И. а. $\text{Im} Z_a$ (реактивное акустич. сопротивление) обусловлена реакцией сил инерции (масс) или сил упругости (гибкости). В соответствии с этим реактивное сопротивление бывает инерционным или упругим.

Понятие И. а. важно при рассмотрении распространения звука в трубах нерем. сечения, рупорах и подобных системах или при рассмотрении акустич. свойств излучателей и приёмников звука, их диффузоров, мембран и т. п. (см. *Излучение звука*). Для излучающих систем от И. а. при заданной объёмной скорости зависит мощность излучения, кд и др. характеристики; для приёмников звука И. а. определяет условия согласования со средой. Акустич. сопротивление в системе СИ измеряется в Н·с/м⁵, в системе СГС — в дин·с/см⁵ (иногда последнюю единицу наз. *акустич. Ом*).

Наряду с И. а. при рассмотрении акустич. систем пользуются понятиями удельного И. а. z и механич. импеданса Z_m , к-рые связаны между собой и с Z_a зависимостью: $Z_m = S z_a = S^2 Z_a$, где S — рассматриваемая площадь в акустич. системе. Удельный И. а. выражается отношением звукового давления к коэф. скорости в данной точке. Для плоской волны удельный И. а. равен волновому сопротивлению среды. Механич. импеданс (и соответственно механич. активное и реактивное сопротивление) определяется отношением силы, с к-рой система действует на среду, к колебательной скорости частиц. Для норшневой излучающей системы при размерах норшня, больших длины волны, механич. импеданс равен произведению звукового давления на площадь норшня, отнесённому к ср. коэф. скорости для этой площади. Единица механич. сопротивления в системе СИ — Н·с/м, в системе СГС — дин·с/см (иногда последнюю наз. *механич. Ом*).

ИМПУЛЬС (количество движений) — в нерелятивистской механике Ньютона — мера механич. движения, представляющая собой векторную величину, равную для материальной точки произведению массы m этой точки на её скорость v и направленную так же, как вектор скорости: $p = mv$. И. точки остаётся постоянным только при отсутствии сил. Под действием силы F И. точки изменяется в общем случае и по численной величине, и по направлению; характер этого изменения определяется ур-нием $dp/dt = F$, выражающим основной закон механики, с помощью к-рого решаются все задачи динамики точки.

И. механич. системы наз. величиной P , равная гл. вектору (геометрич. сумме) И. всех точек системы или произведению массы M всей системы на скорость v_c её центра масс: $P = \sum_i m_i v_i = M v_c$. Изменение И. системы может происходить только в результате внешних воздействий, т. е. под действием внешних сил F_c^e . Для замкнутой системы, т. е. системы, не испытывающей никаких внешних воздействий, имеет место закон сохранения И. Величина И. P такой системы остаётся век-

торно постоянной, хотя И. отд. частей системы могут в результате их взаимодействий измениться. Этот закон объясняет реактивное движение, отдачу (или откат) при выстреле, работу гребного винта и др.

И. обладают все формы материи, в т. ч. эл.-магнитн., гравитач. и др. поля (см. *Поля физические*). В классич. механике более распространен термин «количество движения», в то время как в релятивистской и квантовой механике, квантовой теории поля обычно применяется термин «И.».

Полный И. среды (иоля) равен геом. сумме произведений векторов плотности И. элементарных объемов на эти объемы (в пределе оно равно соответствующему объёмному интегралу). Для полей векторы И. и его плотность выражаются через величины напряженностей, потенциалов и т. п. Напр., вектор плотности И. эл.-магн. поля равен $[EH]/4\pi c$, где E — электрич., а H — магнитная напряженности поля. Наличие И. у эл.-магн. поля проявляется, напр., в световом давлении. И. фотона (перевые введенный А. Эйнштейном в его теории фотоэффекта) частоты $\nu = \omega/2\pi$ равен $h\nu/c = h\nu/\omega c$, где $h = 2\pi\hbar$. В квантовой механике часто пользуются И. в качестве независимой переменнй волновой ф-ции, т. е. выбирают волновую ф-цию в импульсном представлении.

В релятивистской механике Эйнштейна И. свободной частицы массы m связан со скоростью v соотношением $p = mv/\sqrt{1-\beta^2}$, где $\beta = v/c$. В четырёхмерном Минковского пространство-времени соизмеримы компонент И. (p_x, p_y, p_z) и величина iE/c (где $E = mc^2/\sqrt{1-\beta^2}$ — энергия частицы) составляют четырёхмерный вектор p_i , где p_1, p_2, p_3 — компоненты И. частицы, а $p_4 = iE/c$. Четырёхвектор И. p_i связан со скоростью четырёхмерной U_i ф-лой $p_i = mcU_i$. Если воспользоваться соотношением $U_i^2 = -1$, то можно получить связь между энергией и И. частицы $E^2/c^2 = p^2 + m^2c^2$. Энергия, И. и скорость свободной частицы связаны соотношением $p = E/v$. Выражения для И. и энергии при $v \rightarrow c$ обращаются в бесконечность (если масса отлична от нуля). Т. о., частицы с ненулевой массой могут двигаться лишь со скоростью меньшей, чем скорость света. Выражение для И. при скоростях, много меньших скорости света, переходит в обычное классич. выражение (в отличие от энергии, к-рая принимает значение $mc^2 + mv^2/2$). При переходе к др. инерциальной системе отсчета импульс преобразуется согласно Лоренца преобразованиям.

По спец. относительности теории взаимодействия распространяются с конечной скоростью, не превышающей скорости света в вакууме, т. е. И., излученный одной частью, не может мгновенно передаваться др. частям. Суммарный И. всех частей не может, следовательно, сохраниться. Закон сохранения И., однако, имеет место и в этом случае, если учесть И., присутствующий у носителя взаимодействий, к-рому приписывают плотность И. и плотность потока И.

В квантовой механике и квантовой теории полей скачанное выше справедливо по отношению к ср. значениям соответствующих операторов.

Сохранение И. есть следствие однородности пространства; этим объясняется подписание весьма разл. явлений одному и тому же закону (см. *Сохранение законов*).

ИМПУЛЬС АКУСТИЧЕСКИЙ (от лат. *impulsus* — удар, толчок) — 1) бегущая звуковая волна, имеющая характер резкого кратковрем. изменения давления, напр. звуковые волны, создаваемые взрывом, искровым разрядом, соударением тел. Каждый такой импульс содержит как область повышенного, так и область пониженного давления. Спектр такого И. а. сплошной, с максимумом в области частот, период к-рых близок к длительности И. а.

2) Звуковая волна, близкая по форме к участку синусоиды той или иной частоты («частоты заполнения»),

или, иначе говоря, распространяющийся пучок квазигармонич. колебаний, включающий примерно от десяти до неск. сотен периодов (т. н. заполненный И. а. — аналог радиоимпульса, см. *Импульсный сигнал*).

Отбужаясь, т. е. закон изменения амплитуды в И. а., может быть различной. Наиб. распространенными являются И. а. прямоугольной формы, применяются также колоколообразная (гауссова) и экспоненциальная формы отбужающей. Такие И. а. создают при помощи *электроакустических преобразователей*, питаемых от генераторов электрич. синусоидальных сигналов, подаваемых на преобразователь через импульсный модулятор (или прерыватель). Часто применяют ряд следующих друг за другом с опред. частотой повторения идентичных заполненных И. а., промежутики между к-рыми обычно существенно больше длительности отд. И. а. Такие последовательности импульсов можно рассматривать как частный случай амплитудно-модулированных звуковых колебаний (см. *Амплитудная модуляция*). Осн. характеристики акустич. сигналов в виде таких последовательностей импульсов — частота заполнения, длительность отд. импульса и частота повторения (или скважность), равная отношению периода следования импульсов к длительности отд. импульса). Импульсные сигналы применяют при акустич. исследованиях в огранич. объемах, напр. в неакустич. помещениях или бассейнах, в УЗ-ваннах, при измерениях скорости и поглощения звука в образцах твердых тел, чтобы исключить осложнения влияния отраженных сигналов.

Звуковые и УЗ И. а. широко используются в *гидроакустике* для исследования свойств морской среды, для измерения глубин (см. *Эхолот*) и в *гидролокации*, а также в УЗ *дефектоскопии* и в ряде др. методов.

ИМПУЛЬС ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ — кол-во движения, к-рым обладает звуковое поле в заданном объеме. Плотность И. з. в. имеет смысл для волны, занимающей конечную область пространства, нигде не ограниченного преградами. Плотность И. з. в. j , т. е. импульс единицы объема, равна

$$j = \rho v = \rho_0 v + \rho' v, \quad (1)$$

где v — колебательная скорость частицы, ρ — плотность среды в данной точке пространства в данный момент, ρ_0 — плотность невозмущенной среды, ρ' — изменение плотности, обусловленное наличием звуковой волны. Плотность И. з. в. совпадает с плотностью потока массы. Вектор j ориентирован по направлению колебат. скорости. В случае продольной волны в изотропной среде величину j можно выразить через плотность потока звуковой энергии q как

$$j = \rho_0 v + q/c^2 = \rho_0 \nabla \varphi + q/c^2, \quad (2)$$

поскольку $\rho' = \rho/c^2$ и $q = \rho v$ (здесь ρ — звуковое давление, c — скорость звука, φ — потенциал скоростей в звуковом поле).

Полный И. з. в. J получается интегрированием величины j по всему объему V среды, занятой волной

$$J = \int_V j dV. \quad (3)$$

Из ур-ния (2) получается, что

$$J = \int_V q dV, \quad (4)$$

т. к. первый член (2), будучи преобразован в интеграл по граничной поверхности, обращается в нуль. Т. о., распространяющаяся в среде звуковая волна несет с собой не только энергию, но и импульс (т. е. кол-во движения). Плотность потока импульса является тензорной величиной. Законом сохранения И. з. в. обусловлены такие эффекты, как *давление звукового излучения*, *акустические течения* и др. (см. *Нелинейная акустика*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988.

И. П. Гольдман.

ИМПУЛЬС СИЛЫ — величина, характеризующая действие, к-рое оказывает на тело сила F за нек-рый промежуток времени t_1 ; равна произведению ср. значения этой силы на время её действия: $S = F_{cp} \cdot t_1$. И. с. — величина векторная и направлена так же, как F_{cp} .

Более точно И. с. определяется интегралом $S = \int_0^{t_1} F dt$.

При движении материальной точки под действием силы её количество движения получает за время t_1 приращение, равное И. с. Т. о., $m v_1 = m v_0 + S$, где $m v_0$ и $m v_1$ — соответственно кол-ва движения точки в начале и в конце промежутка времени t_1 .

Понятием И. с. широко пользуются в механике, в частности в теории удара, где величина, равная импульсу ударной силы $F_{уд}$ за время удара t , наз. уд а р н ы м

и м п у л ь с о м $S_{уд} = \int_0^t F_{уд} dt$.

ИМПУЛЬС ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ — динамич. характеристика поля, аналогичная импульсу в механике.

Формально из ур-ний Максвелла в вакууме, связывающих векторы эл.-магн. поля $E = D$ и $H = B$ (используется гауссова система единиц) с плотностями электрич. зарядов ρ и токов j , следует соотношение:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} - \frac{\partial T_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = -f_\alpha, \quad (1)$$

где индексы $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ обозначают декартова компонента; по индексу β производится суммирование; вектор f с точностью до размерного коэф. совпадает с *Поинтинга* вектором S :

$$g = \frac{1}{c^2} S = \frac{1}{4\pi c} [E H]; \quad (2)$$

тензор $T_{\alpha\beta}$ наз. *Максвелла тензором натяжений*:

$$T_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi} \left[E_\alpha E_\beta + H_\alpha H_\beta - \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} (E^2 + H^2) \right] \quad (3)$$

($\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера); вектор f есть плотность силы Лоренца, действующей на объёмные электрич. заряды и токи со стороны эл.-магн. поля:

$$f = \rho E + \frac{1}{c} [j H]. \quad (4)$$

Ур-ние (1), являющееся интегралом ур-ний Максвелла, по аналогии с соответствующим соотношением в механике силовых сред интегрируется как закон изменения И. э. п., в к-ром вектор g , определяемый соотношением (2), — вектор плотности И. э. п. При этом тензор $T_{\alpha\beta}$ с обратным знаком представляет собой тензор плотности потока И. э. п., а сила Лоренца с обратным знаком является силой, действующей со стороны электрич. зарядов и токов на эл.-магн. поле.

Интегрирование ур-ния (1) по произвольному объёму V даёт:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} - \oint_S T_{\alpha\beta} ds_\beta = -F_\alpha, \quad (1a)$$

где $G = \int_V g dV$ — И. э. п. в объёме V , $\oint_S T_{\alpha\beta} ds_\beta$ — поток α -составляющей И. э. п., втекающий внутрь объёма V через ограничивающую его поверхность S (положительный считается наружная нормаль к поверхности), $F = \int_V f dV$ — сила Лоренца, действующая на электрич.

заряды и токи, находящиеся внутри объёма V . Наличие силы Лоренца в законе изменения И. э. п. (1), (1a) означает, что И. э. п. может передаваться материаль-

ным телам, изменяя их механич. импульс. Такой обмен импульсом может происходить, напр., в результате поглощения, излучения или рефракции эл.-магн. волн, что впервые было экспериментально подтверждено в опытах по измерению давления света (П. Н. Лебедев, 1899).

С квантовой точки зрения эл.-магн. поле представляет собой ансамбль фотонов, каждый из к-рых обладает энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar k$, где ω — частота излучения, k — волновой вектор. Обмен импульсом между полем и частией происходит при поглощении, излучении и рассеянии фотонов зарлж. частицами, напр. в *Комптона эффекте*.

В средах, характеризующихся наличием связанных электрич. зарядов и обусловленных их движением электрич. токов, существуют два определения И. э. п. Одно из них принадлежит М. Абрагаму (М. Abraham) и совпадает с определением И. э. п. в вакууме (2). При этом для сред с линейными материальными соотношениями ($D = \epsilon E$, $B = \mu H$, ϵ, μ — диэлектрич. и магн. проницаемости среды) можно записать закон изменения И. э. п. типа (1), (1a), в к-ром модифицируется выражение для максвелловского тензора натяжений, а в правой части к плотности силы Лоренца, действующей на свободные электрич. заряды и токи, добавляется член:

$$f_A = \frac{\epsilon\mu - 1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} [E H]. \quad (5)$$

Величина f_A представляет собой плотность т. п. силы Абрагама, действующей на среду в перем. эл.-магн. поле.

Структура выражения (5) такова, что плотность силы Абрагама f_A может быть включена в плотность И. э. п. При этом для плотности И. э. п. в среде получается выражение в форме Минковского (H. Minkowski):

$$g_M = \frac{1}{4\pi c} [D B], \quad (6)$$

для к-рого также справедлив закон изменения И. э. п. типа (1), с модифицированным применительно к среде тензором натяжений. Формально выражение (6) для И. э. п. в форме Минковского больше соответствует духу макроскопич. электродинамики, в к-рой эл.-магн. поле характеризуется четырьмя векторами E, D, H, B ; однако вывод закона изменения И. э. п. из ур-ний макроскопич. электродинамики также требует включения модели среды или материальных ур-ний в среде. Использование выражений для И. э. п. в форме Абрагама или Минковского не вызывает принципиальных противоречий, поскольку в вакууме они совпадают, а в среде с учётом разл. выражений для силы, действующей на среду в эл.-магн. поле, оба выражения удовлетворяют закону сохранения суммарного импульса среды и эл.-магн. поля.

В движущихся средах, а также в любых др. средах с ирростративной дисперсией И. э. п. следует отличать от импульса эл.-магн. волн, к-рый складывается из И. э. п. и импульса, обусловленного переносом энергии волновых возмущений частицами среды (пропорционального вектору Умова).

В статич. эл.-магн. полях, сосредоточенных в огранич. объёме, суммарный И. э. п. всегда равен нулю, хотя поле вектора g , характеризующее распределение плотности И. э. п. в ирростративе, может быть отлично от нуля. Если при этом момент И. э. п. $K = \int [r g] dV$ отличен от нуля, его наличие может быть экспериментально обнаружено: при включении или выключении статич. поля система тел, поддерживающих эти поля, испытывает соответствующий момент импульса отдачи.

Лит.: Там м И. Е., Основы теории электродинамики, 4 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; и х ж е, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Страттон Д. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М.—Л., 1948; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987.

Е. В. Суворова, А. М. Фейгин.

ИМПУЛЬСНАЯ ГОЛОГРАФИЯ — запись голограмм интенсивными лазерами импульсами, имеет преимущество по сравнению с записью излучением лазера, работающих в непрерывном режиме. Вследствие кратковременности процесса записи (десятки нс) исключаются влияния нестабильности элементов установки на качество голограммы и отпадает необходимость в использовании громоздких систем стабилизации. Кроме того, возможна запись голограмм движущихся объектов и быстро протекающих процессов. Это важно при изучении редко повторяющихся явлений и исследованных в производств. условиях, т. к. информация об объекте записывается за время импульса, а затем может изучаться неограниченно долго. Для восстановления объектной волны используется обычно гелий-неоновый лазер непрерывного действия (см. Газоразрядные лазеры).

Хотя замена лазера непрерывного действия импульсным не вызывает принципиальных изменений в схеме записи (см. Голография), но в И. г. возникают особенности, обусловленные меньшей длиной когерентности импульсного лазера, большим разнообразием объектов с высокой мощностью излучения.

В И. г. применяются твердотельные лазеры (рубиновые и неодимовые) с преобразованием частоты излучения методами генерации гармоник и вынужденного комбинационного рассеяния, циркулирующие видимый и ближние ИК- и УФ-диапазоны спектра (см. Нелинейная оптика, Параметрический генератор света). Применяются также лазеры на кристаллах и CO₂-лазеры. Длительность импульсов от 10⁻³ до 10⁻¹⁰ с, энергия 0,01—10 Дж.

Благодаря высокой интенсивности излучения импульсных лазеров записи голограмм производятся на спец. материалах, т. к. многие материалы, предназначенные для непрерывной записи голограмм, мало чувствительны к коротким импульсам излучения. В И. г. используются тонкие маги, плёнки, к-рые могут быть локально нагреты лазерным излучением до точки Кюри (MnBi, EuO и др.), что приводит к изменению магн. и магнитоопт. свойств [1]; полупроводниковые кристаллы, поглощающие жидкости и газы, комбинационно-активные среды (см. Комбинационное рассеяние света), среды с инверсной заселённости и фазовой намоткой [4].

Высокая пиковая мощность требует спец. мер для защиты оптич. элементов (линз, зеркал, фильтров и др.) от разрушения. Если объектом голографии изображения является человек, то предельно допустимая плотность энергии импульса, ещё безопасная для сетчатки глаза, ~10⁻³ Дж/см² (для кожи ~0,07 Дж/см²).

И. г. применяется для съёмки портретов и объектов живой природы, при неразрушающем контроле изделий (см. Голографическая интерферометрия), при изучении потоков частиц, исследованиях быстро протекающих процессов в плазме и налёдах, при визуализации картин обтекания летат. аппаратов в аэродинамич. трубах, для контроля параметров волновых полей излучения, генерируемого лазерами, и т. д. [1—3].

Лит.: 1) Кольдер Р., Бернхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; 2) Оттс Р. и Ю. И., Голография и ее применение, Л., 1973; 3) Оптическая голография, Л., 1975; 4) Фундаментальные основы оптич. намотки и среды, в. 9, К., 1978. Д. И. Ставелько.

ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ — изменение параметров импульсных сигналов во времени или в пространстве. Обычно И. м. представляет собой разновидность модуляционных колебаний, где в качестве «несущей» информации используется последовательность импульсов. Вид И. м. определяется законом изменения параметров (амплитуды, длительности, фазы, частоты следования) импульсных сигналов. В соответствии с этим (рис. 1) различают 4 осн. вида И. м.: амплитудно-импульсную, широтно-импульсную, фазово-импульсную и частотно-импульсную модуляции.

И. м. используют в технике связи, где в ряде случаев она позволяет реализовать большую помехоустойчи-

вость по сравнению с той, к-рая может быть получена, когда переносчиком информации служат гармонич. сигналы. И. м. нашла применение в системах и устройствах вычислит. и информационно-измерит. техники с цифровым (дискретным) представлением аналоговых

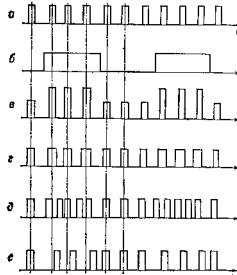
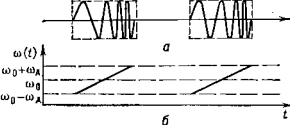


Рис. 1. Различные виды импульсной модуляции: а — немодулированная последовательность импульсов; б — модулирующий (информационный) сигнал; в — амплитудно-импульсная модуляция; г — широтно-импульсная модуляция; д — частотно-импульсная модуляция; е — фазово-импульсная модуляция.

сигналов, в частности в аналогово-цифровых преобразователях, цифровых фильтрах и др. устройствах.

В системах оптич. и ВЧ-радиолокации и связи И. м. применяют для модуляции гармонич. сигналов (см. Амплитудная модуляция). В этом случае возможна реализация сложных видов И. м., когда наряду с изменением параметров облучаемой (последовательности импульсов) используется модуляция ВЧ-зонации импульсов. Примером такой И. м. может служить линейно-частотная модуляция (рис. 2), реализующая линейные частоты заполнения по линейному закону. В радио-

Рис. 2. Линейно-частотная модуляция: а — форма сигнала; б — закон изменения частоты зонирования (ω_0 — несущая частота; $\omega_0 + \Delta\omega$ — девиация частоты).



локации И. м. позволяет не только сформировать мощные кратковрем. излучения для обнаружения и определения параметров движения целей, но и получить конкретные оценки их размеров, конфигурации, скорости вращения вокруг центра тяжести. И. м. используют также для идентификации физических параметров (темпер., плотности, степени ионизации и т. д.) разл. объектов и сред.

Лит.: Харчевич А. А., Основы радиотехники, М., 1963; Ивченко Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Васкарян С. И., Радиотехнические цепи и сигналы, М., 1983. Ю. К. Востайров.

ИМПУЛЬСНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ квантовой механики (р-представление) — описание квантовомеханич. систем, основанное на разложении вектора состояния $|\Psi(t)\rangle$ по базисным векторам $|p_1\rangle, |p_2\rangle, \dots$, остающимся определ. значениями импульсов p_1, p_2, \dots каждой из частиц. Если число частиц n фиксировано, то

$$|\Psi(t)\rangle = \int dp_1 dp_2 \dots dp_n |p_1, p_2, \dots, p_n\rangle \times \langle p_1, p_2, \dots, p_n | \Psi(t)\rangle,$$

где амплитуда $\langle p_1, p_2, \dots, p_n | \Psi(t)\rangle$ представляет собой n -частичную волновую ф-цию в И. п. Вероятность того, что в момент времени t импульсе i -й частицы лежит в интервале $(p_i, p_i + dp_i)$, импульсе j -й частицы — в интервале $(p_j, p_j + dp_j)$ и т. д., пропорциональна

$$|\langle p_1, p_2, \dots, p_n | \Psi(t)\rangle|^2 dp_1 dp_2 \dots dp_n.$$

Если взаимодействие в системе зависит лишь от относительных расстояний между частицами и отсутствуют внешние поля, нарушающие однородность пространства, то полный импульс $\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots + \mathbf{p}_n$ сохраняется и его можно обратиться в 0, переходя в систему центра масс частиц. В результате число независимых импульсов, от которых зависит волновая функция, уменьшается на единицу.

Сопоставим И. п. с конфигурационным представлением, ограничившись для простоты случаем одной частицы. Пусть $\Phi(\mathbf{p}) = \langle \mathbf{p} | \Psi \rangle$ — волновая функция данной частицы в И. п. По определению, оператор импульса $\hat{\mathbf{p}}$ при этом диагонален: $\hat{\mathbf{p}}\Phi(\mathbf{p}) = \mathbf{p}\Phi(\mathbf{p})$. Оператор координаты выглядит как $\hat{\mathbf{x}} = i\hbar \partial / \partial \mathbf{p}$, что согласуется с каноническими соотношениями $[x_i, p_k] = i\hbar \delta_{ik}$ ($i=1, 2, 3$), δ_{ik} — символ Кронекера. Переход к конфигурац. представлению, в к-ром волновая функция частицы имеет вид $\Phi(\mathbf{x}) = \langle \mathbf{x} | \Psi \rangle$, осуществляется с помощью трёхмерного преобразования Фурье:

$$\Phi(\mathbf{x}) = \langle \mathbf{x} | \Psi \rangle = \int \langle \mathbf{x} | \mathbf{p} \rangle d\mathbf{p} \langle \mathbf{p} | \Psi \rangle = \\ = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \int \exp(i\mathbf{x}\mathbf{p}) d\mathbf{p} \Phi(\mathbf{p}).$$

Обратное преобразование отличается знаком в показателе экспоненты:

$$\Phi(\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \int \exp(-i\mathbf{p}\mathbf{x}) d\mathbf{x} \Phi(\mathbf{x}).$$

Симметрия между прямым и обратным преобразованиями Фурье является причиной сходства формулировок теории в импульсном и конфигурац. представлениях. В нек-рых случаях эти две формулировки оказываются тождественными. Так, операторы угл. момента \hat{L}_i ($i=1, 2, 3$) имеют один и тот же вид в обоих представлениях:

$$\hat{L}_z \Phi(\mathbf{x}) = \frac{\hbar}{i} \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_2} - x_2 \frac{\partial}{\partial x_1} \right) \Phi(\mathbf{x}), \\ \hat{L}_z \Phi(\mathbf{p}) = \frac{\hbar}{i} \left(p_1 \frac{\partial}{\partial p_2} - p_2 \frac{\partial}{\partial p_1} \right) \Phi(\mathbf{p})$$

и т. п. Ещё один подобный пример даёт задача о линейном гармонич. осцилляторе с гамильтонианом

$$\hat{H} = \hat{p}^2/2m + m\omega^2 \hat{x}^2/2$$

(m — масса осциллятора, ω — частота). При её решении можно применить как И. п., так и конфигурац. представление. В обоих случаях волновая функция будет выражаться через полиномы Эрмита (см. *Ортогональные полиномы*), что находится в соответствии с инвариантностью этих полиномов относительно преобразования Фурье.

Наиб. важное и адекватное применение И. п. находят в квантовой механике теория рассеяния, в частности в формализме Липмана—Швингера (см. *Липмана—Швингера уравнение*). Особенно возрастает роль И. п. при переходе к релятивистскому описанию взаимодействия частиц с энергией, представленным в рамках одного четырёхмерного p -представления. Конфигурац. представление здесь менее употребительно ввиду невозможности локализации релятивистских частиц с точностью лучшей, чем комptonовская длина волны \hbar/mc .

ИМПУЛЬСНОЕ ПРОСТРАНСТВО, в. г. Кадисовский. Пространство, точки к-рого определяют значения импульсов структурных элементов (частиц) системы. В общем случае — пространство обобщённых импульсов — нерезонансных, канонически сопряжённых обобщённым координатам. Размерность И. п. равна полному числу обобщённых координат, т. е. числу степеней свободы S . Так, для системы N частиц без внутр. степеней свободы размерность И. п. $S=3N$.

И. п. является подпространством, образующим вместе с пространством обобщённых координат фазовое пространство системы. При классич. описании (замкнутой) системы с S степенями свободы каждое состояние системы в любой момент времени полностью определяется значением S обобщённых координат q_i и S обобщённых импульсов p_i , т. е. задается определ. точкой в фазовом пространстве. Соответственно каждая точка И. п. однозначно фиксирует импульсы составляющих систему частиц. В квантовой механике, согласно *неопределённости соотношению*, частицы не могут характеризоваться одновременно точно определёнными значениями координат и импульсов. Поэтому имеет смысл говорить только о числе состояний $\Delta\Gamma(q_i, p_i)$ в данном (малом) объёме фазового пространства $\Pi \Delta p_i \Delta q_i$ вокруг точки с координатами $\{q_i, p_i\}$. При этом число состояний в И. п. $\Delta\Gamma(p_i)$ получается из $\Delta\Gamma(q_i, p_i)$ суммированием по всем точкам пространства обобщённых координат q_i (см. *Плотность состояний*). Для систем, допускающих квазиклассич. описание, $\Delta\Gamma = \Pi \Delta q_i \Delta p_i / (2\pi\hbar)^S$. Кроме того, описание квантовомеханич. систем носит вероятностный характер и обеспечивается заданием матрицы плотности (для замкнутых систем — волновых функций). Каждой точке И. п. соответствует определ. матрица плотности системы в импульсном представлении, что позволяет определить все усреднённые характеристики системы в этой точке и импульсные распределения (см. *Импульсное представление квантовой механики*). Состояние системы полностью характеризуется определ. значениями импульсов составляющих её частиц только для систем свободных независимых частиц.

Во мн. задачах удобно переходить от пространств, описания систем к импульсному, при к-ром обычное конфигурац. пространство отображается, как правило, преобразованием Фурье, в И. п., а пространства, дифференцировано или интегрировано соответствуют алгебраич. операции.

В физике твёрдого тела под И. п. понимают пространство *квазиимпульсов*. В этом случае области физических различных состояний *квазичастиц* в И. п. соответствует одна элементарная ячейка *обратной решётки* кристалла (см. *Бриллюэна зона*). В И. п. задаётся большинство свойств квазичастиц в твёрдых телах — энергетич. спектры и зоны, поверхность Ферми и пр. (см. *Зонная теория*), а также функции распределения (матрицы плотности), волновые функции и Грина функции квазичастиц в импульсном представлении.

А. Э. Мейерович.

ИМПУЛЬСНЫЕ УСТРОЙСТВА — устройства, предназначенные для генерирования и преобразования импульсных сигналов, а также сигналов, форма к-рых характеризуется быстрыми изменениями, чередующимися со сравнительно медленными процессами (паузами).

И. у. применяют в разл. радиоэлектронных устройствах и электронных системах, включая ЭВМ. Они входят в состав многих физ. приборов и установок, в частности связанных с физикой элементарных частиц: ускорителей, анализаторов излучений и др. В экстрем. ядерной физике процессы в *детекторах* частиц преобразуются в электрич. импульсы, к-рые затем подвергают временному и амплитудному анализу. При временном анализе устанавливают временные характеристики одиночных импульсов и потоков импульсов. Амплитудный анализ состоит в установлении распределения амплитуд импульсов (см. *Амплитудный анализатор*, *Амплитудный дискриминатор*).

Импульсы. В большинстве случаев в И. у. используются в виде оимпульсы — кратковрем. уположительные изменения тока или напряжения, разделённые паузами (см. также *Импульсный сигнал*). Различают след. элементы видеомпульса: резкий подъём (фронт), медленно уменьшающуюся часть (перину), быстрый спад

(спец), часто завершаящийся длинным «хвостом». Иногда после фронта и среза наблюдаются быстро затухающие колебания (двусторонние выбросы). Параметры импульса: размах (амплитуда) A , длительность t_d , отсчитываемая на заранее обусловленном уровне (напр., 0,1A, 0,5A), длительности фронта и среза. Последние обычно отсчитывают между уровнями (0,1—0,9) A. Для иск-рых задач важным параметром является спад или подъем на вершине AA. Если детальная конфигурация импульса не имеет смысла, значении, форму видеосигналов идеализируют и говорят о прямоугольных, треугольных, трапециевидных, колоколообразных (гауссовых) экспоненциальных и др. импульсах.

Помимо одиночных и нерегулярно следующих во времени потоков импульсов на практике используют периодич. последовательности, к-рые дополнительно характеризуют периодом (ср. периодом) T или частотой повторения $F = T^{-1}$. Важным параметром периодич. последовательности является скважность потока $Q = T/t_d$. При генерировании мощных видеосигналов в промежутках между импульсами (в паузах) производится запасание энергии в накопителях, а её высвобождение — за время t_n . При $Q > 1$ в нагрузке реализуются огромные мощности, в Q раз большие средней.

При передаче сообщений периодич. импульсная последовательность подвергается модуляции по периоду (частоте повторения), временному положению (фазе), амплитуде или длительности импульсов. Соответственно различают частотную, фазовую, амплитудную и временную импульсную модуляцию. Существует также кодовая импульсная модуляция, когда исходное сообщение подвергается дискретизации во времени и квантованию по уровню; каждому полученному дискрету ставится в соответствие импульсный код: напр., группа импульсов, различающихся временными положениями отд. импульсов в группе или к-л. другим признаком. Модуляторы последовательности используют также при многоканальной радиосвязи, когда импульсы, принадлежащие отд. каналу, наделены к-л. временным признаком (при кодовой модуляции такими признаками могут служить сами коды импульсов).

В радиоэлектронных устройствах (радиолокаторах, системах радионавигации, радиосвязи и др.) используют также радиопульсы — пакеты коротковрем. эл.-магн. высокочастотных колебаний, излучаемых антеннами радиопередатчиков устройств в управляемых радиоприёмниках. Радиопульсы можно рассматривать как результат 100%-ной модуляции высокочастотного генератора радиопередатчика мощными видеосигналами.

Виды устройств. В И. у. используют разл. схемы: *дифференцирующие цепи*, импульсные трансформаторы, *линии задержки* и формирующие линии, ключевые схемы, *блокинг-генераторы*, регенеративные (релаксационные) схемы (*мультивибраторы*, *жуждящие мультивибраторы*, *генераторы пилообразного напряжения*), *триггеры*, схемы на туннельных диодах и др. При помощи этих основных схем осуществляется генерирование импульсов и последовательностей и разнообразие их преобразования, для чего применяют формирователи импульсов, кодировщики, временные селекторы, коммутаторы и др. схемы. Иногда к И. у. относят также усилители импульсов (видеоусилители), для к-рых характерны высокое быстродействие (микропогодность), достаточный динамич. диапазон и (в случае усиления слабых импульсных сигналов) малый уровень собств. шумов.

При конструировании и применении И. у. возникают две осн. задачи: обеспечение необходимого быстродействия и требуемой разрешающей способности. Скорость перехода И. у. из одного состояния в другое ограничивается инерционностью электронных элементов (диодов и транзисторов), а также наличием паразитных ёмкостей и индуктивностей. Разрешающая способность оце-

нивается мин. временным интервалом между двумя импульсами или процессами, к-рые И. у. может воспринимать как раздельные. Для И. у. характерно «мёртвое» время, необходимое для восстановления рабочего состояния после очередного срабатывания устройства.

Осн. элементами И. у. являются микросхемы на полевых и биполярных транзисторах в интегральном исполнении, хотя встречаются схемы, выполненные на дискретных элементах (особенно в тех случаях, когда требуется очень высокое быстродействие). С совершенствованием технологии микросхем, уменьшением размеров отд. элементов и использованием новых материалов и технологий неуклонно возрастает быстродействие и разрешающая способность И. у. Времи перехода из одного состояния в другое (время срабатывания) может достигать $\sim 10^{-10}$ с.

И. у. работают с аналоговыми сигналами, т. е. с напряжениями и токами, непрерывно изменяющимися во времени. Однако полезные ф-ции иск-рых И. у. связаны с фиксацией лишь конечного числа входов, состояний и определ. набором уровней на выходе без учёта времени перехода из одного состояния в другое, т. е. с их работой в качестве цифровых устройств (цифровых автоматов). К последним относятся разл. преобразователи, запоминающие устройства, регистры, счётчики импульсов, пифраторы, дешифраторы и др. Идеализация процессов в реальных устройствах, состоящая в пренебрежении временем переходных процессов, плодотворна, поскольку позволяет использовать для анализа цифровых устройств удобный для практики аппарат булевой алгебры. Однако при рассмотрении вопросов быстродействия, разрешающей способности и временного согласования работы отд. элементов в устройствах их приходится анализировать как И. у. с учётом переходных процессов.

Лит.: Фролкин В. Т., Попов Л. Н. Импульсные устройства, 3 изд., М., 1980; Илюхи И. С., Овчиников И. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Гольдберг Л. М., Импульсные устройства, 12 изд., М., 1981; Дмитриева Н. Н., Коротких А. С., Кривичий В. Х., *Лекции по электронике*, М., 1982; Профеев Ю. Н., Импульсная техника, М., 1984.

Б. Х. Кривичий.

ИМПУЛЬСНЫЙ ГЕНЕРАТОР — электронное устройство для создания последовательностей импульсов или одиночных видеосигналов. Наиб. простым по устройству И. г. является *блокинг-генератор*. Обычно И. г. состоит из задающего источника колебаний и формирователя, создающего импульсы необходимой (обычно близкой к прямоугольной) формы, длительности и амплитуды (мощности). Источником может служить генератор синусоидальных или релаксационных колебаний (*генератор пилообразного напряжения*, *мультивибратор* и т. д.). И. г. можно построить на основе цифровых (логических) микросхем. Для лабораторных и эксперим. исследований используют И. г. в качестве измерит. приборов с разнообразными режимами работы, устанавливаемыми оператором. В таких И. г. предусматривается выдача импульсов разл. полярности, длительности, частоты повторения, амплитуды; задержка импульсов относительно начальных на регулируемое время с выдачей импульсов синхронизации; возможность внеш. синхронизации и внеш. запуска, а иногда и возможность модуляции последовательности импульсов внеш. сигналом по амплитуде, частоте повторения, фазе, длительности (пирипе) и т. д. При необходимости получения радиосигналов И. г. используют как модулятор высокочастотного генератора.

Лит.: Сыравонкин Ю. Радиоэлектронные устройства, т. 1, М., 1978; Гольдберг Л. М., Импульсные устройства, [2 изд.], М., 1981.

Б. Х. Кривичий.

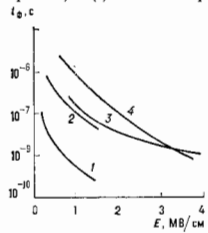
ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД — электрич. разряд в диэлектрич. среде (газе, вакууме, жидкостях и в твёрдых диэлектриках) при воздействии импульса напряжения, длительность к-рого сравнима или меньше длительности установления стационарной формы горения разря-

да. Время протекания I . р. условно принято делить на предпробную стадию (время запаздывания t_0) и стадию пробоя. Времени запаздывания пробоя — это интервал от момента приложения к межэлектродному промежутку напряжения статич. пробоя $U_{ст}$ до начала спада напряжения на электродах, т. е. момента, когда сопротивление ионизированной среды становится сравнимым с сопротивлением внеш. электрич. цепи.

Для газозаряженного I . р. интервал t_0 условно разбивают на статич. время запаздывания $t_{ст}$, в течение к-рого в межэлектродном промежутке (чаще всего на катоде) выявляется хотя бы один электрон, вызывающий развитие электронной лавины, и время формирования пробоя $t_0 = t_{ст} + t_{пр}$. В случае принудительного инициирования электронов, напр. при облучении межэлектродного зазора, можно добиться выполнения условия $t_{ст} \ll t_0$. Тогда длительность предпробной стадии t_0 определяется интенсивностью ионизационных процессов, т. е. с прикладываемым к промежутку напряжением U , точнее, превышением амплитудного значения импульса напряжения U_0 над пробивным, к-рое характеризуется т. н. коэфф. импульса $\beta = (U_0 - U_{ст})/U_{ст}$. Характерные времена формирования I . р. в разл. средах при пробое межэлектродного промежутка длиной d под действием прямоугольных импульсов напряжения разл. амплитуды показаны на рис.

При $\beta \geq 1$ и отсутствии принудительного инициирования электронов в ряде случаев для I . р. $t_0 \approx t_{ст}$. Измерения t_0 в таких условиях позволяют судить о статистике возникновения иницирующих электронов в промежутке. Распределение времён запаздывания пробоя в этом случае обычно подчиняется экспоненциальному закону $n(t) = n_0 \exp(-t/\tau)$, где n_0 — общее число пробоев, $n(t)$ — число пробоев, в к-рых реализовано время запаздывания от t и более.

Механизм формирования I . р. в газе и особенности его течения в стадии пробоя в значит. степени опреде-



Зависимость времени формирования импульсного разряда от напряженности электрического поля для разных сред: 1 — воздух, $p=10$ атм, $d=5$ мм; 2 — диэлектрик — вода, $d=3$ см; 3 — вакуум, $d=0,5$ мм; 4 — трансформаторное масло, $d=1,2$ мм.

ляются условиями развития первичных электронных лавин (см. *Лавина электронная*). При инициировании разряда одиночными электронами, возникающими на поверхности катода [под действием случайных фотонов или ионов (космич. частиц)], число электронов в лавине описывается законом $N = \exp(\alpha x)$, где x — длина пути, пройденная электронами в направлении дрейфа, α — ионизационный коэф. Таунсенда, определяющий закон размножения электронов в лавине. В условиях $U \approx U_{ст}$ ($\beta=0$) внеш. электрич. поле обычно не искажается пространственными зарядами одиночной первичной электронной лавины. Разряд развивается за счёт вторичных и последующих лавин, к-рые иницируются электронами, выбитыми с поверхности катода при её бомбардировке ионами и фотонами. Такой механизм развития пробоя наз. таунсендовским. В результате пробоя формируется стационарный тлеющий разряд при низких давлениях, а при повыш. давлениях вначале наблюдается кратковрем. фаза тлеющего разряда, к-рый затем переходит в искровую.

Для повышенных напряжений U_0 ($\beta \geq 0,2$) характерен одноваленный (стримерный) механизм пробоя. В этом случае электронная лавина на длине $x_k \ll d$ набирает критич. число электронов N_k , при к-ром элек-

трич. поле вблизи головки и в хвосте лавины существенно усиливается. Это способствует быстрому распространению в направлении анода и катода слабопротянувшихся плазменных образований (*стримеров*). На стадии пробоя такие образования преобразуются в высокопроводящий искровой канал.

В случае, если разряд инициируется большим числом электронов, равномерно распределённых в объёме промежутка, возможно взаимное пространственное перекрытие электронных лавин ещё до того, как N достигнет N_k . При этом в нач. стадии пробоя в широком диапазоне изменений β реализуется объёмная форма протекания тока. Через характерные времена (10^{-7} — 10^{-8} с) объёмный (тлеющий) разряд переходит в искровую. I . р. широко применяется для создания спец. источников света (лампы для оптич. накачки лазеров, эталонные источники света и т. д.) в газоразрядной электронике, электротехнике.

Лит.: Мин Д., Крэгс Д., Электрический пробой в газах, пер. с англ., М., 1960; Ушаков В. В., Импульсный электрический пробой жидкостей, Томск, 1975; Корольев Ю. А., Месяц Г. А., Автоматические и шаровые процессы в газовом разряде, Новосибир., 1982; Месяц Г. А., Прокурорский Я. Д., Импульсный электрический разряд в вакууме, Новосибир., 1984. Г. А. Месяц.

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР — ядерный реактор, в к-ром цепная реакция деления ядер развивается на мгновенных нейтронах и носит импульсный характер. На короткий промежуток времени (от 10^{-4} с до 10^{-1} с) в I . р. с помощью спец. устройств (модуляторов реактивной) создается надкритич. состояние, т. е. коэф. размножения нейтронов K в реакторе становится больше 1 (без учёта запаздывающих нейтронов), и мощность I . р. (т. е. интенсивность процесса деления ядер) быстро растёт. Затем I . р. переходит в подкритич. состояние и процесс затухает. I . р. служат источниками нейтронных импульсов. Выделяющаяся в результате деления энергия не используется и отводится теплоносителем. По способу инициирования и генерации импульсов I . р. разделяются на 3 типа.

Самое адекватное I . р. (анергодические, взрывные) работают в режиме редких аperiodич. вспышек мощности. Импульс развивается в результате быстрого введения в активную зону реактора уранового стержня (в I . р. на быстрых нейтронах) или выведения поглощающих нейтронов стержней (в I . р. на тепловых нейтронах), а гасится в результате влияния энергоудаления на коэф. размножения нейтронов (отрицат. обратная связь). Так, в I . р. на быстрых нейтронах затухание импульса происходит вследствие теплового расширения активной зоны и соответствующего увеличения утечки нейтронов. В I . р. на тепловых нейтронах механизмы гашения цепной реакции деления более разнообразны: из-за нагрева замедлителя тепловые нейтроны менее эффективно делают ядра урана; увеличивается резонансное поглощение нейтронов из-за уширения резонансов (эффект Доплера); уменьшается плотность жидкой активной зоны (водный раствор урана) из-за возникновения пузырьков газа, образующихся при радиолитической жидкости, и др. Сильный эффект самогашения возможен только при разрыве реактора за время импульса до температуры порядка 1000 К. Время, необходимое для охлаждения реактора, определяет частоту повторения вспышек (не чаще 2—3 раз в сутки).

Типичные параметры самогасящихся I . р. на быстрых нейтронах: 10^{17} — 10^{18} актов деления за 1 импульс; иницирующая импульса 25—700 мкс; поток нейтронов за время импульса (флюенс) 10^{15} нейтр./см². Для I . р. на тепловых нейтронах: 10^{18} — 10^{20} делений за импульс; подуширенная импульса 3—400 мкс; флюенс тепловых нейтронов 10^{17} нейтр./см².

Самогасящиеся I . р. используются для изучения мгновенного воздействия нейтронного и γ -излучения на материалы, приборы и биол. объекты; для испытаний ТВЭЛов ядерных реакторов в условиях аварии, для разработки лазеров с ядерной накачкой; для нейтронного

активационного анализа. Гл. проблема для самогасящихся И. р.—т. н. тепловой удар, возникающий вследствие того, что тепловое расширение элементов активной зоны не успевает реализоваться за время нагрева (сжатая пружина). В металлах, конструкциях активной зоны И. р. на быстрых нейтронах в результате этого развиваются напряжения, достигающие предела прочности, что ограничивает энергию импульса.

Периодич. И. р. (мгновенный, пульсирующий) работает в режиме периодически повторяющихся импульсов мощности, к-рые ищипируются и гасятся за счёт периодич. движения части активной зоны, части отражателя либо замедлителя (модулятора реактивности). Полуширина импульса

$$\theta = 2,35 \sqrt{\tau \gamma}, \quad (4)$$

где τ — время «жизни» одного поколения мгновенных нейтронов в реакторе, γ — скорость изменения коэф. размножения нейтронов за счёт движения модулятора реактивности в момент времени, соответствующий максимуму импульса. Короткий импульс можно получить только в реакторе на быстрых нейтронах, где τ мало (10^{-8} – 10^{-7} с).

Периодич. И. р. занимают промежуточное положение между самогасящимися И. р. и обычными непрерывными реакторами. Они уступают первым по интенсивности импульсов и вторым по ср. мощности, однако значительно превосходят последние по значению потока нейтронов в импульсе, а первые — по ср. мощности. Так, ИБР-2 (ОИИИ, Дубна), самый мощный из трёх функционирующих И. р. этого типа, имеет ср. мощность 2 МВт, частоту импульсов 5 с^{-1} , полуширину импульса быстрых нейтронов 215 мкс, плотность потока тепловых нейтронов на поверхности внеш. замедлителя в максимум импульса 10^{14} нейтр/см²с.

Осп. называемые периодич. И. р.— исследования на выведенных пучках медленных нейтронов с применением *нейтронной спектроскопии* во времени пролёта, особенно для целей *нейтрографии* конденсированных сред. Для сокращения длительности нейтронного импульса необходимы быстрые модуляторы реактивности, способные изменять коэф. размножения нейтронов со скоростью $\sim 400 \text{ с}^{-1}$.

Бустеры — иодрикти. реакторы ($K < 1$), в к-рых импульс мощности иницируется нач. импульсом нейтронов от внеш. источника, размножение нейтронов в активной зоне гасится при затухании цепной реакции деления после выключения источника. Длительность нейтронного импульса в бустере больше длительности внеш. источника на величину порядка $\tau/(1-k)$, где τ — время жизни мгновенных нейтронов, k — эффективный коэф. размножения. Количество нейтронов, генерированное в импульсе в $1/(1-k)$ раз, превышает число нейтронов источника. В качестве внеш. источника используют фотонейтроны из ионизированной *сильноточной ускорительной* электронов с энергией 30–100 МэВ (на 100 электронов в мпунчи рождается приблизительно 1 нейтрон). Более эффективны протоны с энергией ~ 1 ГэВ. В бустерах удаётся получить наиб. короткие импульсы (~ 1 мкс), однако при более низкой мощности.

Лит.: Шабалов В. Е. П., Импульсные реакторы на быстрых нейтронах, М., 1978; Ломозов В. Л., Импульсные ядерные реакторы, М., 1982; Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Сб. науч. трудов, Л., 1984.

Р. П. Шабалов.

ИМПУЛЬСНЫЙ СИГНАЛ — кратковрем. изменение физ. величин (поля, параметра материальной среды и т. н.). В зависимости от природы различают акустич., эл.-магн. (в т. ч. радио- и оптич.), электрич. и т. п. И. с. Осн. параметрами, определяющими свойства И. с., являются: длительность (протяжённость в пространстве), амплитуда — величина максимального отклонения от опред. уровня, длительность (протяжённость) фронта и среза (спада), скорость перемещения в среде. Повторяющиеся во времени И. с. характеризуются пе-

риодом (или частотой) повторения, а также с к в а ж н о с т ь ю, определяемой как отношение периода повторения к длительности импульса.

Для описания формы реальных И. с. используют разл. аппроксимирующие ф-ции (отсюда названия: гауссова, экспонент., прямоугольная и т. п. форма И. с.), а также разложения И. с. в ряды по спец. базисным ф-циям, напр. ф-циям Эрмита, Бесселя, Уолша, полиномам Чебышева. Спектральным представлением И. с. наз. его *Фурье преобразование*, осн. параметром к-рого является ширина спектра И. с. Спектр любого И. с. бесконечен, однако в технике под шириной спектра И. с. обычно понимают огранич. область частот $\Delta\omega$, в к-рой сосредоточена доминирующая доля (напр. $\geq 0,9$) полной энергии И. с., её наз. *активной шириной спектра*. Между активной шириной спектра $\Delta\omega$ и длительностью Δt реальных И. с. выполняется соотношение неопределённости $\Delta\omega\Delta t = \text{const}$, гласящее: чем меньше длительность (интервал времени наблюдения) И. с., тем шире его спектр (тем шире должна быть полоса пропускания обрабатывающей и измерительной аппаратуры).

В радиоэлектронике одиночные И. с. наз. в иде о м п у л ь с а м и, а короткие пакеты высокочастотных колебаний, огибающая к-рых изменяется по закону видеосигнала, — р а д и о и м п у л ь с а м и. Радиоимпульсные сигналы, используемые в радиолокации, можно рассматривать как частный случай амплитудномодулированных колебаний (см. *Амплитудная модуляция*). В информационно-вычислит. технике и технике связи последовательности И. с. применяют для кодирования и переноса информации (см. *Импульсная модуляция*). По роли в передаче информации И. с. можно разделить на полезные и мешающие (импульсные помехи), по степени определённости ожидаемых значений — па детерминированные (регулярные) и случайные.

И. с. находят применение также в др. областях техники и эксперим. физики: для дистанц. обнаружения объектов, диагностики неоднородностей разл. сред, ускорения потоков заряд. частиц, создания когерентных излучений и т. д. (см. *Импульсные устройства*). Фактически любое излучение заряд. частиц представляет собой совокупность И. с. разл. амплитуд и длительности. Поэтому И. с. широко представлены в природе в виде «всплесков» излучений космич. источников (напр., пульсаров); сейсмич. возмущений, напр. в результате сдвигов земной коры; возмущений, распространяющихся в биологически активных средах (см. *Нервный импульс*), и т. д.

Лит.: Гоноровский И. С., Радиотехнические цепи и сигналы, 4 изд., М., 1986; Илчюк И. С., Основы телеко-м. Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973.

Ю. К. Богатырёв, М. А. Миллер.

ИНВARIANTН О М АТРИЦЫ — характеристика квадратной матрицы A , сохраняющаяся при преобразовании подобия $A' = S^{-1}AS$, где S — невырожденная матрица (её определитель отличен от нуля, $\det S \neq 0$). Матрицы A' и A наз. подобными. Алгебраич. матричные ур-ния сохраняют свой вид при преобразовании подобия, поэтому собственные значения λ_i матрицы являются И. м. Через собств. значения выражаются др. важные для приложения И. м., её след (шур) и определитель: $\text{Sp } A = \sum \lambda_i$, $\det A = \prod \lambda_i$. **В. И. Алексеев.**

ИНВARIANTНОЕ ИНТЕГРИРОВАНИЕ — вид интегрирования д-л ф-ции, аргументом к-рых являются элементы *группы* или точки однородного пространства (любую точку такого пространства можно перевести в другую заданным действием группы). И. п. согласовано с действием группы: значение интеграла не меняется при заменах переменных, отвечающих этому действию, а якобиан замены равен 1.

И. п. — стандартный приём для построения *функционального интеграла*, служащего эфф. средством изучения калибровочных полей, разл. моделей квантовой теории поля.

Если пространство аргументов X является *многообразием* (т. е. допускает введение локальных координат x_1, \dots, x_n), И. и. функция $f(x)$ сводится к вычислению интеграла от *дифференциальной формы* $f \cdot \omega$, где $\omega = \rho(x) dx_1 \wedge \dots \wedge dx_n$; явная ф-ла для $\rho(x)$ приводится ниже. Условие согласования имеет вид $\int_X f \cdot \omega = \int_X T_g f \cdot \omega$; здесь T_g означает оператор сдвига на X .

X с помощью $g \in G: T_g f(x) = f(g^{-1}x)$. Пусть $X = G$ — топологич. группа, действующая на себе левыми сдвигами. И. и. существует тогда и только тогда, когда G локально компактна (в частности, на бесконечномерных группах И. и. не существует). Для подмножества $A \subset G$ И. и. характеристич. ф-ция χ_A (равной 1 на A и 0 вне A) задаёт левую меру χ_A а ра $\mu(A)$. Определяющим свойством этой меры является её инвариантность при левых сдвигах: $\mu(g^{-1}A) = \mu(A)$ для всех $g \in G$. Левая мера Хаара на группе определена однозначно с точностью до положит. скалярного множителя. Если известна мера Хаара μ , то И. и. ф-ция f даётся ф-лой $\int_G f(g) d\mu(g)$. Аналогичными свойствами обладает и правая мера Хаара ν . Существует непрерывный гомоморфизм (огбражение, сохраняющее групповое свойство) Δ_G группы G в группу (относительно умножения) положит. чисел, для к-рого

$$d\mu_i(gh) = \Delta_G(h) d\mu_i(g), \quad d\nu_i(hg) = \Delta_G(h) d\nu_i(g), \\ d\mu_i(g) = \text{const} \cdot \Delta_G(g) d\mu_i(g) = \text{const} \cdot d\nu_i(g^{-1}),$$

где $d\mu_i$ и $d\nu_i$ — правая и левая меры Хаара. Ф-цию $\Delta_G(g)$ наз. *модулем группы* G . Если $\Delta_G \equiv 1$, то группа G наз. *унимодулярной*; в этом случае правая и левая меры Хаара совпадают. Компактные, полупростые и nilпотентные (в частности, коммутативные) группы унимодулярны. Если G — n -мерная группа Ли и $\theta_1, \dots, \theta_n$ — базис в пространстве левоинвариантных 1-форм на G , то левая мера Хаара на G задаётся n -формой $\omega = \theta_1 \wedge \dots \wedge \theta_n$. В локальных координатах $\theta_j = \sum_i \theta_{ij}(x) dx_j$, $\omega = \det \|\theta_{ij}\| dx_1 \wedge \dots \wedge dx_n$.

Для вычисления форм θ_j можно воспользоваться любой матричной реализацией группы G : матричная 1-форма $g^{-1}dg$ левоинвариантна, а её коэф. являются левоинвариантными скалярами 1-формами, на к-рых и выбирается искомым базис. Напр., полная матричная группа $GL(n, R)$ унимодулярна и мера Хаара на ней задаётся формой $(\det g)^{-n} \wedge dg_{ij}$.

Пусть $X = G/H$ — однородное пространство, для к-рого локально компактна группа G является группой преобразований, а замкнутая подгруппа H — стабилизатором нек-рой точки. Для того чтобы на X существовало И. и., необходимо и достаточно, чтобы для всех $h \in H$ выполнялось равенство $\Delta_G(h) = \Delta_H(h)$. В частности, это верно в случае, когда H компактна или полупроста.

Полной теории И. и. на бесконечномерных многообразиях не существует. Отд. примеры см. в статьях *Функциональный интеграл*, *Вилерсовский функциональный интеграл*, *Калибровочные поля*.

Лит.: Вейль А., Интегрирование в топологических группах и его приложения, пер. с франц., М., 1950; Кириллов А. А., Элементы теории представлений, 2 изд., М., 1978; Ставилов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988.

ИНВАРИАНТНОСТЬ (от лат. *invariantis*, род. падеж *invariantis* — неизменяющийся) — фундам. физ. понятие, выражающее независимость физ. закономерностей от конкретных ситуаций, в к-рых они устанавливаются, и от способа описания этих ситуаций. Понятие И. применяется также к физ. величинам, значения к-рых не зависят от способа описания.

И. формулируется как обобщение данных опыта и является физ. закономерностью. Среди прочих физ.

закономерностей свойства И. выделены тем, что относятся к наиб. широкому кругу явлений, отражают наиб. общие и глубокие свойства физ. объектов. Поэтому иногда их называют *принципами* И. В ряде случаев понятие И. возникает только в определ. теоретич. рамках и для его формулировки необходимо ввести принципиально неважные величины. Так, описание *калибровочной инвариантности* происходит в терминах потенциалов поля (наблюдаемы их производные — напряжённости) и фаз волновых ф-ций (наблюдаемы квадраты их модулей — вероятности).

Изменение условий наблюдения часто эквивалентно изменению способа описания явления: смена места и времени наблюдения — сдвигу начала отсчёта координат и времени, замена частиц на *античастицы* — операции *зарядового сопряжения* и т. н. Количественно это описывается преобразованиями физ. величин: координат, времени, потенциалов поля, волновых ф-ций и т. д. Как правило, каждая совокупность таких преобразований образует *группу*; её наз. *группой* И. или *группой* симметрии. В *лагранжевом формализме* (и *гамильтоновом формализме*) наличие непрерывных групп И. влечёт за собой важные следствия: благодаря *Нетер теореме* каждой однопараметрич. группе И. соответствует сохраняющаяся физ. величина, являющаяся *генератором группы*.

Принципы И. делятся на два осн. класса. И. первого класса, наиб. фундаментальные, характеризует геом. структуру пространства-времени. Однородность и изотропность пространства и однородность времени приводят к И. физ. законов относительно грунны сдвигов координат и времени и пространств. вращений. Из изолиров. системы отсюда следует сохранение импульса, энергии и момента импульса. Эта И. является составной частью *относительности принципа*, содержащего дополнительно утверждение об И. относительно выбора инерц. системы отсчёта. В релятивистской теории полной группой И. является группа Галилея (см. *Галилея принцип относительности*), а релятивистская И. — это И. относительно преобразований *Ньютона группы*. И. первого класса универсальна и относится ко всем типам взаимодействий, к классич. и квантовой теории. В квантовой теории поля столь же универсальна *СРТ-И.* (см. *Теорема СРТ*), следующий из *релятивистской инвариантности* и *причинности принципа*.

Ко второму классу относятся менее универсальные принципы И., характеризующие отд. типы взаимодействий. Таковы И. относительно калибровочных преобразований, унитарной симметрии, цветовой симметрии; такова И. ал-магн. и сильного взаимодействий относительно *обращения времени и пространственной инверсии*: в теории элементарных частиц кажется перспективным выделение спец. типа взаимодействий, обладающего И. относительно преобразований *суперсимметрии*, и т. д.

Принципы И. играют фундам. роль в построении физ. теорий и формулируются обычно как И. действия относительно преобразований групп симметрии. Чаще всего И. действия обеспечивается требованием И. *лагранжева*, к-рое в значит. степени фиксирует его вид. Однако встречается ситуация, когда И. действия обеспечена тем, что преобразование симметрии меняет лагранжиан на полную производную, а не просто оставляет его инвариантным.

Если теория строится как аксиоматическая, принципы И. явно включаются в число аксиом (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*) и существенно используются при получении общих следствий теории (напр., теоремы *СРТ*, *дисперсионных соотношений*, *перекрёстной симметрии* и др.).

При построении разл. обобщённых теорий возникает концепция приближённой, или нарушенной, И. Обычно в таких теориях имеется параметр с размерностью массы (напр., разность масс частиц, участвующих

в преобразованных (симметрии); при энергиях, много больших его параметра, И. считается точной (см. *Электродинамическое взаимодействие. Великие объединения*). Такой же характер имеет *масштабная инвариантность*, появляющаяся у амплитуд перехода при энергиях, много больших масс всех частиц, участвующих в р-ции. С понятием И. тесно связано понятие *ковариантности*. В любой теории, обладающей свойством И. относительно преобразований данной группы, не все физ. величины инвариантны. Большинство из них меняется при преобразованиях группы. Технически удобнее, когда эти изменения определяются образом регламентированы; за И. теории значительно легче проследить, когда преобразование всех физ. величин под действием группы происходит по *представлениям группы* И. В этом случае сами величины и формулировка теории наз. ковариантными. При ковариантной формулировке теории любые её ур-ния не меняет своего вида при преобразованиях группы И., т. к. все его члены преобразуются согласованно. Это помогает, напр., фиксировать зависимость отдельных, заранее неизвестных членов ур-ния от остальных физ. величин, строить релятивистские обобщения нерелятивистских ф-л, перечислять возможные *контроли* в процедуре *перенормировки* и т. п. Поэтому, начиная с А. Эйнштейна, для теоретики физики характерно стремление к ковариантной формулировке любой физ. теории.

Лит.: Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971.

ИНВARIANTНЫЙ ЗАРЯД — одно из осн. понятий метода *ренормализационной группы* в квантовой теории поля (КТП). Определяется как произведение перенормированных констант связи (заряда), вершинной ф-ции, соответствующей этой константе, и корней квадратных из безразмерных *пропагаторов* частиц, входящих в данную вершину. Назв. связано с тем, что указанное произведение инвариантно относительно преобразований ренормализационной группы, а при выключении *радиационных поправок* переходит в соответствующий заряд (константу связи) или простую ф-цию от него. Физ. смысл И. з. близок к физ. смыслу *эффективного заряда*.

Лит. см. при ст. *Ренормализационная группа*. Д. В. Ширков. **ИНВARIANTЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ** — величины, характеризующие эл.-магн. поле и не изменяющие своего значения (инварианты) при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой. И. э. п., как и само поле, являются ф-циями пространственных координат и времени. В вакууме существуют 2 независимых И. э. п.:

$$I_1 = E^2 - E^2, \quad I_2 = (E \cdot B).$$

Для эл.-магн. поля в среде добавляются ещё 2 И. э. п.:

$$I_3 = H^2 - D^2, \quad I_4 = (D \cdot H).$$

Здесь **E** и **H** — векторы напряжённости электрич. и магн. полей соответственно, **D** и **B** — векторы индукции этих полей (в вакууме $E = D$ и $B = H$, следовательно, $I_3 = I_2$, $I_4 = I_1$). Инвариант I_1 определяет ф-цию Лагранжа для эл.-магн. поля в вакууме. Величины I_2 и I_4 , строго говоря, являются леводивергенциантами: они меняют знак при преобразованиях отражения и инвариантны относительно преобразований вращения (т. е. являются *севдоскалярами*); истинными инвариантами являются I_2^2 и I_4^2 . Инварианты приведённых выражений следуют из *Лоренца преобразований* для эл.-магн. поля.

И. э. п. являются инвариантами комбинации компонент тензоров электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$ и $H_{\mu\nu}$:

$$I_1 = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \nu=0}^3 F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad I_2 = -\frac{1}{4} \sum_{\mu, \nu=0}^3 \epsilon^{\mu\nu\sigma\tau} F_{\mu\nu} F_{\sigma\tau},$$

$$I_3 = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \nu=0}^3 H_{\mu\nu} H^{\mu\nu}, \quad I_4 = -\frac{1}{4} \sum_{\mu, \nu=0}^3 \epsilon^{\nu\sigma\tau\mu} H_{\mu\nu} H_{\sigma\tau},$$

где $\epsilon^{\mu\nu\sigma\tau}$ — *Левит-Чивитты символ*, верх. и ниж. индексы относятся соответственно к координатам и ковариантным компонентам тензора (см. *Ковариантность и контравариантность*), связанным между собой при помощи метрич. тензора $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu}$:

$$F^{\mu\nu} = \sum_{\sigma, \tau=0}^3 g^{\mu\sigma} g^{\nu\tau} F_{\sigma\tau}.$$

Ковариантный тензор эл.-магн. поля $F_{\mu\nu}$ задаётся в 4-мерном пространстве (ct, x, y, z) (c — скорость света, t — время, x, y, z — пространственные координаты) следующим образом:

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}.$$

Тензор $H_{\mu\nu}$ получается из $F_{\mu\nu}$ заменой $E_x, y, z \rightarrow D_x, y, z$ и $B_x, y, z \rightarrow H_x, y, z$.

Вид тензора эл.-магн. поля и выражения для И. э. п. через их компоненты зависят от способа введения 4-мерного пространства: (ct, x, y, z) или (ict, x, y, z) , в последнем случае нет необходимости различать ковариантные и контравариантные объекты.

Инвариантность величин $I_1, 2, 3, 4$ позволяет без потерь обращения к преобразованиям Лоренца сделать *чек-ры* выводы о связях между эл.-магн. полями в разл. инерциальных системах отсчёта, напр.: переходом в др. систему отсчёта нельзя преобразовать чисто электрич. поле ($E \neq 0, B = 0$) в чисто магн. ($B \neq 0, E = 0$) и наоборот;

переходом в другую систему нельзя преобразовать острый (тупой) угол между векторами **E** и **B** в тупой (острый);

условия равенства полей $E=B$ или их ортогональности $E \perp B$ (в этом случае $I_1 = 0$ или $I_2 = 0$) могут быть выполнены только одновременно во всех инерциальных системах отсчёта.

В частности, для поля плоской эл.-магн. волны в вакууме оба инварианта поля равны нулю.

Свойства, сформулированные выше для полей **E** и **B**, имеют место, разумеется, и для полей **D** и **H**.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; и х ж е, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Страттон Л. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М.—Л., 1948; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1969, гл. 2. М. Д. Томаш.

ИНВАРИАНТЫ СПЛАВЫ — группа магнитоупорядоченных сплавов, обладающих очень малым коэф. теплового линейного расширения (КТР). Первый И. с., содержащий 35 атомных % Ni (остальное Fe), был открыт Ш. Гильюмом (Ch. Guillaume, 1899). Состав (в атомных %) и КТР типичных И. с. в области комнатных температур приведены в табл. (T_C — темп-ра Кюри, см. *Кюри точка*).

Сплав	Состав	КТР·10 ⁶	T_C , К
Fe—Ni-инвар	65% Fe, 35% Ni	1,2	505
Суперинвар	64% Fe, 32% Ni, 4% Co	0,9	503
Нераскисный инвар	37% Fe, 52% Co, 11% Cr	0,0	390
Fe—Pt-инвар	75% Fe, 25% Pt	-30	353
Fe—Pd-инвар	69% Fe, 31% Pd	0,0	613

Все приведенные сплавы имеют трансцентрированную кубич. кристаллографич. структуру. И. с. отличаются рядом необычных физ. свойств: аномально большими значениями спонтанной *магнетостратии* и восприимчивости *парапроцесса*, большим влиянием давления p на намагниченность M и темп-ру Кюри (И. с. обладают на порядок более высокими значениями производной dM/dp , чем, напр., Ni или Fe), резким изме-

нением намагнитченности и тем-ры Кюри при изменении состава сплава, аномальной температурной зависимостью намагнитченности насыщения и др.

Малые значения КТР И. с. обуславливают их широкое применение в технике и промышленности: в микроволновой технике, приборостроении, часовой промышленности, текстиле, технике, вакуумной технике, автоматике, лазерной технике, кораблестроении и т. д. В то же время ферромагн. И. с. не могут быть использованы в качестве материалов для деталей, намагнитченность к-рых может вредно сказаться на их работе (напр., держателей головок в видеомагнитофонах, теплых масок в телесв. приёмниках).

В 1972 были открыты т. н. немагнитные И. с. — антиферромагн. сплавы Sr с небольшими добавками Fe и др. элементов. Установлено также, что ив-риными свойствами обладают некоторые родкоземельные ферро- и ферримагнитные сплавы (напр., ферримагн. сплав $Gd_xY_{1-x}Co_2$ в фазе Лавеса).

Малые значения КТР И. с. обусловлены тем, что обычное («дебавеское») тепловое расширение компенсируется у этих сплавов сокращением размеров, связанным с большой спонтанной магнитоустраиваемостью.

Отличие И. с. от обычных магнитоупорядоченных сплавов, у к-рых аномалия теплового расширения проявляется в узкой области около точки Кюри (Неселя), заключается в том, что в И. с. эти аномалии наблюдаются во всём температурном интервале существования магн. упорядочения.

Аномальные физ. свойства И. с., возможно, связаны с сосуществованием в этих сплавах ферромагнитного и антиферромагнитного упорядоченных спиновых подсистем. Тем-ры магнитных фазовых переходов каждой из этих подсистем в парамагн. фазу различны. Из-за обычного взаимодействия между ферро- и антиферромагн. подсистемами в И. с. в температурном интервале между их точками переходов в парамагн. фазу происходит следующие. Магн. подсистема, имеющая более низкую тем-ру фазового перехода, не становится при переходе полностью разупорядоченной. Эта спиновая подсистема остаётся в нек-ром промежуточном состоянии между магнитоупорядоченным и полностью разупорядоченным состояниями, аналогичном состоянию однофазной магнитоупорядоченной системы вблизи тем-ры Кюри. С др. стороны, это же обменное взаимодействие приводит к тому, что др. спиновая подсистема, имеющая более высокую тем-ру фазового перехода, тоже находится в нек-ром частично разупорядоченном состоянии.

Сочетание этих факторов приводит к появлению в широком температурном интервале аномалий физ. свойств, аналогичных аномалиям, наблюдаемым в однофазовых магнитоупорядоченных системах только вблизи тем-ры Кюри или Неселя.

Лит.: Родс В. Е., Роль обменного взаимодействия между ферро- и антиферромагнитными компонентами железоникелевых ив-риных сплавов, «Изв. АН СССР, Сер. физик.», 1980, т. 44, с. 1286; Захаров А. И., Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами, М., 1986. В. Е. Родс.

ИНВЕРСИОННЫЙ СЛОЙ — слой у границы полупроводника, в к-ром знак осн. носителей заряда противоположен знаку осн. носителей в объёме полупроводника. Образуется у свободной поверхности полупроводника или у его контакта с диэлектриком, металлом или др. полупроводником (см. Гетеропереход). Образование И. с. обусловлено воздействием на поверхность нормального к ней электрического поля, к-рое, согласно волновой теории, приводит к изгибу зон вблизи поверхности (см. Поля эффект). Если, напр., в полупроводнике p -типа произведение таково, что уровень Ферми E_F ставится ближе к двум зонам проводимости E_C , чем к иотолку валентной зоны E_V , то вблизи поверхности образуется И. с., в к-ром концентрация электронов больше концентрации дырок (рис. 1, а).

И. с. всегда изолирован от осн. объёма полупроводника зазорным слоем. И. с. у границы раздела полупроводник — диэлектрик (вакуум) изолирован с обеих сто-

рой и аналогичен толстой полупроводниковой плёнке, в к-рой в качестве осн. носителей выступают носии. носители в объёме. В случае гетероперехода И. с. изолирован зазорными слоями с обеих сторон — один из них в «своём», а другой — в «чужом» полупроводнике. С помощью впер. элктрич. поля можно управлять

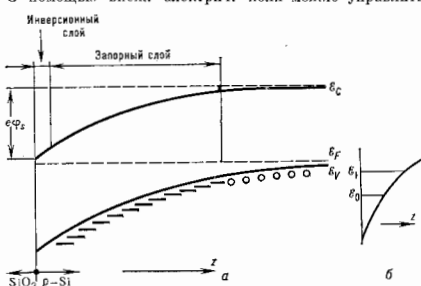


Рис. 1. а — Зонная диаграмма полупроводника p -типа (p -Si) вблизи границы с диэлектриком (SiO_2); инверсионный слой толщиной δ имеет проводимость n -типа; E_C — дно зоны проводимости, E_V — верхняя валентной зоны, E_F — поверхностный потенциал элктрич. поля, E_F — уровень Ферми; б — Потенциальная яма для электрона при $E_F > 0$; E_1, E_2 — уровни энергии электрона.

концентрацией носителей в И. с. на единицу площади поверхности и его эфф. толщиной δ . Источники этого поля — заряды, внедрённые в диэлектрик. слой, нанесённый на полупроводник или заряд спец. поленого электрода, изолированного от полупроводника тонким диэлектрич. слоем (см. МДП-структура; рис. 2).

Приближённое условие образования И. с. для рис. 1, а имеет вид:

$$|E_s| \geq \frac{1}{e} \frac{\bar{e} g k T}{e l_D},$$

где E_s — напряжённость элктрич. поля на поверхности, $\bar{e} g$ — ширина запрещённой зоны, l_D — дебаевский радиус экранирования в объёме полупроводника,



Рис. 2. МДП-структура.

T — тем-ра, e — заряд электрона. Типичные толщины И. с. в выродженном газом носителей $d \sim 40$ – 100 Å (толщины зазорного слоя 10^2 – 10^4 Å).

В случае гетероперехода часть носителей из объёма одного полупроводника проникает через барьер в другой, уравняв E_F в объёме обоих. В результате перенос заряда создаётся ввпер. элктрич. поле, приводящее к изгибу зон и образованию потенциальной ямы.

Электрическое квантование. Ограниченность И. с. в направлении нормали к поверхности приводит к квантованию энергии движения носителей:

$$E = E_i + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \quad (*)$$

где $i=0, 1, \dots$ — целые числа, K — волновой вектор в плоскости И. с., m^* — эффективная масса носителей заряда (для простоты изотропная в плоскости И. с.). Из (*) видно, что каждое E_i является дном i -й элктрич. подзоны.

Переходы между разл. электр. подзонами наблюдаются по резонансному поглощению излучения в дальнем ИК-диапазоне. При высоких концентрациях носителей в И. с. n_2 , т. е. при $i > 1$, а также для И. с. с большой протяженностью в глубь полупроводника уровни ϵ_i сближаются до расстояний, которые меньше их собствен. ширины или kT , и свойства И. с. становятся классическими.

Электроны в И. с., если заселена только ниж. подзона $i=0$, ведут себя как идеальный двумерный электронный газ; плотность состояний в i -й подзоне на единичный интервал энергии (рис. 1, б):

$$D(\epsilon) = \begin{cases} \frac{g_2 m^*}{\pi \hbar^2} & \text{при } \epsilon > \epsilon_0, \\ 0 & \text{при } \epsilon < \epsilon_0. \end{cases}$$

Здесь ϵ_0 — дно подзоны, g_2 — число эквивалентных энергетич. зон в импульсном пространстве. Для И. с. в кристаллографич. плоскости (100) p -Si $g_2=2$, для И. с. в p -GaAs $g_2=1$. При малых поверхностных концентрациях n_2 , когда заселена лишь осп. подзона ($i=0$):

$$n_2 = \frac{g_2 m^*}{\pi \hbar^2} \epsilon_F.$$

Прямое доказательство двумерности электронного газа в тонких И. с. было впервые получено в экспериментах А. Б. Фаулера (А. В. Fowler), Фанга (Fang), Хауарда (Howard) и Стайлса (Stiles), обнаруживших в 1966 квантовые осцилляции магнитосопротивления И. с. в Si, периодические по концентрации, с периодом, зависящим только от нормальной компоненты H (см. Шубникова — де Хааза эффект, Квантовые осцилляции в магнитном поле).

Кулоновое взаимодействие носителей в И. с. характеризуется отношением потенциальной энергии $e^2/(4\pi\epsilon)^{1/2}$ к ср. кинетической, края при низких температурах для носителей в И. с. равна энергии нулевых колебаний $\pi n_2 \hbar^2 / 2m^*$. Предпоказывалось, что при малых концентрациях носителей в И. с. возможен фазовый переход в упорядоченное состояние (см. Вигнеровский кристалл). Эксперим. сведений о возникновении в И. с. вигнеровской кристаллизации пока (1987) не получено.

Примесие. И. с. является осп. элементом полевого МДП-транзистора, автономных устройств и др. приборов микроэлектроники. На м. характеристиках И. с., в частности на электропроводности, существенно влияет рассеяние носителей зарядк. примесями, фононами и шероховатостью поверхности полупроводника. И. с. служит также важным объектом исследований свойств двумерных проводников. Осп. физ. явления, изучаемые в И. с.: активационное поведение электропроводности (см. Андерсоновская локализация), отрицательное магнитосопротивление (см. Магнетосопротивление), эффект Шубникова — де Хааза, циклотронный резонанс и др.

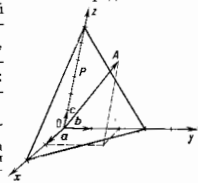
Лит.: Ando T., Fowler A. B., Stern F., Electronic properties of two-dimensional systems, *Rev. Mod. Phys.*, 1982, т. 54, р. 437; см. также лит. при ст. Контактные явления в полупроводниках. 3. С. Гринбача, В. М. Пубилова.

ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТИ (от лат. *inverso* — превращение, перестановка) — неравновесное состояние вещества, при к-ром для составляющих его частиц (атомов, молекул и т. п.) для к-л пары уровней энергии выполняется неравенство: $N_2/g_2 > N_1/g_1$, где N_2 и N_1 — населенности верх. и ниж. уровней энергии, g_2 и g_1 — их кратности вырождения (см. Уровни энергии). В обычных условиях (при тепловом равновесии) на верх. уровне энергии находится меньше частиц, чем на нижнем (см. Больцмановское распределение), и неравенство не выполняется. И. н. — необходимое условие генерации и усиления эл.-магн. колебаний во всех устройствах квантовой электроники.

ИНДЕКСЫ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЕ — три целых числа, определяющие расположение в пространств. грани и атомных плоскостей кристалла (и в д-е к-

сы Миллера), а также направлений в кристалле и его ребер (и д-ексы Вейсса) относительно кристаллографич. осей. Прямая и параллельные ей ребро, определяемые индексами Вейсса p_1, p_2, p_3 (обозначаются $[p_1 p_2 p_3]$), проходит из начала координат O в точку A , определяемую вектором $p_1 a + p_2 b + p_3 c$, где a, b, c — периоды решетки (на рис. прямая OA определяется индексами Вейсса [124]).

Кристаллографич. плоскость отсекает на осях координат, построенных на векторах a, b, c , отрезки $p_1 a, p_2 b, p_3 c$ (p_1, p_2, p_3 — целые числа); целочисл. обратные отношения $1/p_1 : 1/p_2 : 1/p_3 = h : k : l$ определяют индекс Миллера (hkl) данной плоскости. Напр., для плоскостей P на рис. $p_1=2, p_2=3, p_3=6$; обратные отношения этих величин $1/2 : 1/3 : 1/6$ можно привести к це-



Прямая OA с индексами Вейсса [124] и плоскость P с индексами Миллера (321). Ox, Oy, Oz — кристаллографич. оси.

лым числам: $3/2 : 2/3 : 1/6 = 3 : 2 : 1$, т. е. плоскость P определяется миллеровскими индексами (321).

Равенство нулю одного или двух индексов Миллера означает, что плоскости параллельны одной или двум кристаллографич. осям. Отрицат. значения индексов Миллера соответствуют плоскостям, пересекающим ось координат в отрицат. направлениях. Совокупность симметричных граней одной простой формы кристалла обозначается $\{h k l\}$. При дифракции рентгеновских лучей индексы h, k, l отражают положение дифракционного максимума (рефлекса) в обратной решетке.

Лит. см. при ст. Кристаллография. Е. К. Вайнштейн.
ИНДЕТЕРМИНИЗМ (от лат. *in-* — приставка, означающая отрицание, и *determinatio*) — отрицание объективной связи событий, приводящее к отрицанию причинности как всеобщего принципа. В совр. физике возрождение индетерминистских концепций связано с открытием статич. характера поведения отд. объектов микромира, данасом квантовой механики. В действительности открытия статич. закономерностей знаменует переход к более глубокому отражению объективных связей в природе, когда присутщая в природе необходимость выстунает в тесной взаимосвязи со случайностью. Т. о., статич. характер законов микромира не означает отсутствия причинности, а выражает полную, более высокую форму детерминизма. Связь состояний во всех статич. теориях по-прежнему носит однозначный характер. См. Причинность.

Г. Я. Мясников.
ИНДЕФИНИТНАЯ МЕТРИКА (от лат. *indefinitus* — неопределенный) — обобщение скалярного произведения, когда на него не накладывается условие положительности. В конечномерном векторном пространстве индефинитное скалярное произведение в координатной записи дается ф-лой $(xy) = \sum_{i,j} g_{ij} x^i y^j$ (в случае комплексного пространства, * означает комплексное сопряжение) или $(xy) = \sum_{i,j} g_{ij} x^i y^j$ (в случае веществ. пространства); здесь $g = \{g_{ij}\}$ — невырожденная эрмитова матрица (в комплексном случае) или невырожденная веществ. симметричная матрица (в веществ. случае). Веществ. пространства с И. м. наз. также псевдоевклидовыми пространствами; важнейшим физ. примером является Минковский пространство-время (пространство-время спец. теории относительности). Псевдориманова геометрия (построенная по типу римановой, во с И. м.) лежит в основе матем. аппарата общей теории относительности (теории тяготения Эйнштейна — Гиль-

берга). Комплексные пространства с И. м. (наз. псевдогильбертовыми пространствами) находят применение в квантовой теории поля.

Лит.: Н а д ь Я. Д., Ж и ф и ц Е. М., Теория поля. 7 изд., М., 1988; Р а ш е с к и в П. К., Угловая геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Б о г о л ь о в Н. Н., Ш и р н о в Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Н а д ь К. Л., Пространства состояний с метрической метрикой в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1989; А з и з о в Т. Я., И о х и д о в И. С., Основы теории линейных операторов в пространствах с индефинитной метрикой, М., 1986.

А. И. Оксак.

ИНДИЙ (Indium), In, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 49, ат. масса 114,82. В природе представлен двумя изотопами: стабильным ^{115}In (4,28%) и слабо β -радиоактивным $^{115}\text{m}\text{In}$ (95,72%, $T_{1/2} = 5 \cdot 10^{14}$ лет). Электронная конфигурация внеш. оболочки $5s^2$. Энергия последоват. ионизации 5,786, 18,869 и 28,03 эВ. Кристаллохим. радиус In 0,166 нм, иона In^{3+} 0,092 нм. Значение электроотрицательности 1,49.

В свободном виде — серебристо-белый мягкий металл. Кристаллич. решётка тетрагональная с постоянными параметрами $a = 0,4583$ и $c = 0,4936$ нм. Плотн. 7,31 г/см 3 , $\rho_{25} = 156,78^\circ\text{C}$, $\rho_{400} = 2024^\circ\text{C}$. Теплоёмкость $C_p = 26,7$ Дж/(моль·К), теплота плавления 3,26 кДж/моль, теплота кипения 237,4 кДж/моль. Коэф. линейного расширения $33 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (20°C), теплопроводность $87-80$ Вт/(м·К) (при 250–400 К). Уд. сопротивление 0,0837 мкОм·м (0°C), температурный коэф. сопротивления 0,00490 K^{-1} ($0-100^\circ\text{C}$), модуль упругости 10,5 ГПа. Тв. по Бринеллю 9 МПа, предел прочности при растяжении 2,25 МПа, предел прочности при сжатии 2,15 МПа.

В хим. соединениях проявляет степень окисления +3, реже +1 и +2. На воздухе при комнатной температуре, при нагревании окисляется.

Осн. область применения И. и его соединений (InSb, InAs и InP) — полупроводниковые материалы. Так, InSb применяют в детекторах ИК-излучения. InAs используют также в приборах для измерения напряжённости магн. поля. Листовая микрокалорийная И. полупроводниковых Si и Ge применяют для создания дириной проводимости и p-n-переходов. Кроме того, И. используют как герметизирующий, припойный и коррозионно-стойкий материал в электронной промышленности. Индиевые покрытия обладают высокой отражат. способностью и могут применяться для изготовления зеркал и рефлекторов.

С. С. Вердонцов.

ИНДИКАТРИСА (франц. indicatrice, букв. — указывающая) (указательная поверхность) — всиометриальная поверхность, характеризующая зависимость к.л. свойства среды от направления. Для построения И. из одной точки проводят радиусы-векторы, длина к-рых пропорц. величине, характеризующей данное свойство в данном направлении, напр. электропроводность, показатель преломления, модуль упругости.

Индикатриса в оптике — линия или поверхность, изображающая зависимость от направления характеристики светового поля или пространства (угл. характеристики оптич. свойств к.л. тела (яркости, силы света, отражат. способности, показателя преломления и др.). Для получения И. строят полярную диаграмму, из центра к-рой в соответствующих направлениях откладывают радиусы-векторы, пропорциональные в принятом масштабе величине исследуемой оптич. характеристики. Линия (поверхность), соединяющая концы этих отрезков, и будет И. Применительно к источникам излучения понятие И. часто заменяют термином *диаграмма направленности*. И. рассеяния изображает распределение рассеянного света под разл. углов наблюдения. И. в оптике часто применяют в случаях, когда аналитич. выражение соответствующих угл. зависимости сложно или неизвестно. Понятием И. широко пользуются при выполнении светотехн. расчётов, а также в кристаллооптике.

Лит.: Д а н и с б е р г Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; М е ш к о в В. В., Основы светотехники, 2 изд., М., 1979; Ж. Н. Копорский.

ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в цепи переменного тока — реактивная часть сопротивления двухполюсника (см. *Импеданс*), и к-ром sinusoidalный ток отстаёт по фазе от приложенного напряжения подобно тому, как это имеет место для катушки самоиндукции. В идеальном случае, когда катушка самоиндукции может быть охарактеризована единств. параметром — *индуктивностью* $L = \text{const}$, И. с. определяется как отношение амплитуд напряжения и тока и равно $X_L = \omega L$ (ω — циклич. частота). При этом ток отстаёт по фазе от напряжения точно на угол $\pi/2$, вследствие чего в среднем за период не происходит ни накопления эл.-магн. энергии в катушке, ни её диссипации: дважды за период энергия накапливается внутри катушки (в основном в виде энергии магн. поля) и дважды возвращается обратно источнику (или во внеш. цепь).

Принято считать, что реактане произвольного двухполюсника (мнимая часть его импеданса $Z = R + iX$) имеет индуктивный характер, если он положительна [$X > 0$], при эхр($i\omega$)-описании временной зависимости вольт-и. Именно этот признак, а не пропорциональность X частоте ω характерен для И. с. В принципе функция $X(\omega)$ для И. с. может быть произвольной (известные ограничения накладывают только *Кремлява — Кронига соотношения*); более того, даже реактивная энергия, связанная с И. с., не обязательно должна быть преимущественно магнитной. И. с. в микросхемах довольно часто воспроизводится с помощью *фазораздатчиков* (триаторов). Отметим также, что один и тот же двухполюсник может вести себя по-разному в разл. диапазонах частот. Так, колбат, контур, составленный из параллельно соединённых катушки самоиндукции (с индуктивностью L) и конденсатора (с ёмкостью C), на частотах ниже резонансной $\omega_p = 1/\sqrt{LC}$ ведёт себя как И. с., а при $\omega > \omega_p$ — как *ёмкостное сопротивление*.

М. А. Миллер, Г. В. Перетшин.

ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в аэродинамике — часть *аэродинамического сопротивления* крыла, обусловленная вихрями, оси к-рых берут своё начало на крыле и направлены вниз по потоку. Эти

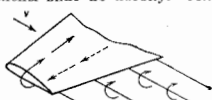


Рис. 1. Схема возникновения торцового вихря в результате неровности воздуха в области под крылом в области над крылом.

т. н. свободные вихри происходят от перекачки воздуха у торцов (рис. 1) из области под крылом в область над крылом. Течение воздуха у торцов вызывает поток, направленный над крылом от торцов к плоскости симметрии, а под крылом — от плоскости симметрии к торцам; в результате в спутной струе, или следе, за крылом происходит вращение каждой частицы вокруг оси, проходящей через неё и параллельной местному вектору скорости v потока; направление вращения при этом противоположно для левого и правого полукрыла (рис. 2). Т. о., возникает непрерывная система вихрей, отходящих от каждой точки поверхности крыла. В случае крыла большого удлинения можно считать, что свободные вихри образуют плоскую вихревую пелену; для крыла малого удлинения вихревая система является пространственной.

Свободные вихри вызывают (индуцируют) в области между торцами крыла потоки, направленные вниз, к-рые, налагаясь на набегающий поток, отклоняют последний вниз на угол $\Delta\alpha$ (угол сноса потока). В результате подъёмная сила элемента крыла, к-рая по теоре-

ме Жуковского о подъёмной силе должна быть перпендикулярна набегающему потоку, отклоняется назад на тот же угол (рис. 3). Разлагая эту силу на компоненты вдоль v и перпендикулярно v , получаем индуктивные и лобовое сопротивление и подъёмную силу.

И. с. и угол скола потока могут быть вычислены, если в каждом сечении крыла известно распределение

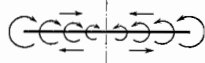


Рис. 2. Разрез потока за крылом плоскостью, перпендикулярной v .

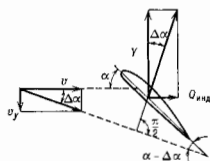


Рис. 3. Образование индуктивного сопротивления в результате скола потока свободными вихрями крыла; v — скорость, индуцированная свободными вихрями; $\Delta\alpha$ — угол скола.

циркуляции скорости по контуру, охватывающему профиль. В случае крыла большого удлинения в потоке несжимаемой среды угол скола и И. с. определяются Φ -лами:

$$\Delta\alpha = \frac{1}{4\pi\sigma} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{d\Gamma}{d\xi} \frac{d\xi}{z - \xi}, \quad Q_{инд} = \rho v \int_{-l/2}^{l/2} \Gamma \Delta\alpha \, dz,$$

где l — размах крыла, ρ — плотность среды, Γ — циркуляция скорости по контуру, охватывающему данное сечение крыла, z — расстояние сечения от ср. плоскости крыла, ξ — расстояние оси свободного вихря от этой плоскости. Распределение циркуляции по размаху должно удовлетворять интегродифференциальному уравнению:

$$\Gamma = a_0 \frac{v}{2} b \left(\alpha_a - \frac{1}{4\pi\sigma} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{d\Gamma}{d\xi} \frac{d\xi}{z - \xi} \right),$$

где a_0 — производная от коэф. подъёмной силы по углу атаки для данного сечения крыла, b — хорда данного сечения, α_a — аэродинамич. угол атаки (т. е. угол атаки, отсчитываемый от направления, при к-ром подъёмная сила равна нулю). Ур-ние для $\Gamma(z)$ обычно решается с помощью тригонометрии рядов.

Безразмерный коэф. И. с. $C_{x инд}$ связан с коэф. подъёмной силы C_y плоского крыла соотношением

$$C_{x инд} = -\frac{C_y^2}{\pi\lambda} (1 + \delta)$$

($\lambda = l^2/S$ — удлинение крыла, S — площадь крыла в плане, δ — величина, зависящая от распределения циркуляции по размаху крыла). Если крыло имеет бесконечно большой размах ($\lambda = \infty$), И. с. отсутствует. Если циркуляция распределена вдоль размаха крыла по эллиптич. закону, то $\delta = 0$ и И. с. минимально.

Лит.: Пра и в т л з Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Л о в ц и с к и в Л. Г., Механика жидкостей и газа, 6 изд., М., 1987, гл. 9, § 78; К р а с н о в Н. Ф., Аэродинамика, 3 изд., ч. 1—2, М., 1980. Н. Я. Фабрикант.

ИНДУКТИВНОСТЬ в э л е к т р о д и н а м и к е (коэффициент самоиндукции) (от лат. *inductio* — наведение, побуждение) — параметр электрич. цепи, определяющий величину эд самоиндукции, наводимой в цепи при изменении протекающего по ней тока и (или) при её деформации. Термин «И.» употребляется также для обозначения элемента цепи (двухполюсника), определяющего её индуктивные свойства (синоним — катушка самоиндукции).

И. является количеств. характеристикой эффекта самоиндукции, открытого независимо Дж. Генри (J. Henry) в 1832 и М. Фарадеем (M. Faraday) в 1835. При изменении тока в цепи и (или) при её деформации происходит изменение магн. поля, к-рое, в соответствии с законом индукции, приводит к возникновению

вихревого электрич. поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ с отличной от нуля циркуляцией $\mathcal{E}_i = \oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = -d\Phi/dt$ по замкнутым контурам L_i , пронизываемым магн. потоком Φ .

Внутри проводника вихревое поле \mathbf{E} взаимодействует с порождающим его током и оказывает противодействие изменению магн. потока (Ленца правило). Циркуляции \mathcal{E}_i и магн. поток Φ существенно зависят от выбора контура L_i внутри проводника конечной толщины. Однако при медленных движениях и квазистационарных процессах, когда полный ток $I = \int_{S_{np}} j dS$ (j — плотность тока) одинаков для всех нормальных сечений провода S_{np} , допустим переход к усреднённым характеристикам: эд самоиндукции $\mathcal{E}_{св} = \langle \mathcal{E}_i \rangle$ и сцепленному с проводящим контуром магн. потоку $\Phi = \langle \Phi_i \rangle$. В предположении о том, что линии тока замыкаются сами на себя при одном обходе по контуру,

$$\Phi = \frac{1}{I} \int_{S_{np}} \Phi_j[\mathbf{r}_\perp] j_n(\mathbf{r}_\perp) dS,$$

$$\mathcal{E}_{св} = -\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{I} \int_{S_{np}} \mathcal{E}_j[\mathbf{r}_\perp] j_n(\mathbf{r}_\perp) dS,$$

где \mathbf{r}_\perp — радиус-векторы точек нормального сечения провода, $\Phi_j(\mathbf{r}_\perp)$ — магн. поток через поверхность, ограниченную линией тока, проходящей через точку \mathbf{r}_\perp , $\mathcal{E}_j(\mathbf{r}_\perp)$ — циркуляция вектора \mathbf{E} вдоль этой линии тока, j_n — нормальная к S_{np} составляющая \mathbf{j} . В более сложных ситуациях, когда линии тока замыкаются после неск. обходов по контуру или вообще не являются замкнутыми кривыми, процедура усреднения требует уточнений, однако во всех случаях она должна удовлетворять энергетич. соотношению: $P = \int_V \mathbf{E} j dV =$

$= \mathcal{E}_{св} I$ (P — суммарная мощность взаимодействия поля с током).

Усреднённый магн. поток в случае квазистационарных процессов ипрощ. току:

$$\Phi = L \cdot I \text{ (в СИ)}, \quad \Phi = \frac{1}{c} \mathcal{L} I \text{ (в системе СГС)}. \quad (1)$$

Коэф. L и \mathcal{L} наз. И. Величина L измеряется в генри, \mathcal{L} — в эд.

Для эд самоиндукции справедливо соотношение

$$\mathcal{E}_{св} = -\frac{d}{dt}(LI) \text{ (в СИ)}, \quad \mathcal{E}_{св} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt}(\mathcal{L}I) \text{ (в системе СГС)}. \quad (2)$$

(в системе СГС).

Производная по времени от И. определяет ту часть $\mathcal{E}_{св}$, к-рая связана с деформацией проводящего контура; в случае недеформируемых цепей и квазистационарных процессов И. может быть вынесена из-под знака дифференцирования.

В известном смысле И. характеризует инерционность цепи по отношению к изменению в ней тока и является электродинамич. аналогом массы тела в механике (при этом I сопоставляется со скоростью тела). В частности, для цепей ност. тока энергия, запасённая в создаваемом им магн. поле, записывается в форме, аналогичной выражению для кинетич. энергии.

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2 \text{ (в СИ)}, \quad W_m = \frac{1}{2c^2} \mathcal{L} I^2 \text{ (в системе СГС)}. \quad (3)$$

Соотношение (3) позволяет разложить И. внутреннюю L_i , определяющую энергию магн. поля, сосредоточенного в проводниках, и внешнюю L_e , связанную с внеш. магн. полем ($L = L_i + L_e$, $\mathcal{L} = \mathcal{L}_i + \mathcal{L}_e$).

В важном частном случае токовой цепи, выполненной из проводов, толщина к-рых мала по сравнению с ра-

длинами их изгибов или расстояниями между соседними проводниками, можно считать, что структура токов и ближнего магн. поля такая же, как и для прямого провода того же сечения (водобные проводники наз. квазилинейными). В приближении заданной структуры токов, не зависящей от способа их возбуждения, И. определяется только геометрией проводящей цепи (толщиной и длиной проводов и их формой). Для квазилинейного провода кругового сечения $L_l = (\mu_0/8\pi)\mu_l l$ (l — длина провода, μ_l — магн. проницаемость проводника), а внешняя И. может быть представлена как индуктивность взаимной двух параллельных бесконечно тонких проводящих витков, одна из к-рых (I_1) совпадает с осевой линией проводника, а другая (I_2) совмещена с его поверхностью:

$$L_e = \frac{\mu_0 \mu_l \epsilon}{4\pi} \oint_{I_1} \oint_{I_2} \frac{d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}, \quad (4)$$

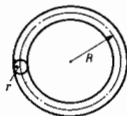
где $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ — радиус-векторы точек на контурах I_1, I_2 , μ_l — магн. проницаемость окружающей среды [для ЭЛ]. На (4) видно, что L_e логарифмически расходится при стремлении радиуса провода к нулю, поэтому идеализация бесконечно тонкого провода нельзя пользоваться при описании явлений самоиндукции. Приближённые вычисления интеграла в (4) с учётом внутренней И. дают:

$$L \approx \frac{1}{2\pi} \mu_0 l \left(\mu_l \ln \frac{l}{a} + \frac{1}{4} \mu_l \right), \quad (5)$$

где l и a — длина и радиус провода. Это выражение обладает логарифмич. точностью — его относят, погреш-

Рис. 1. Круговой виток. Индуктивность витка (проводящего тора): $L = \mu_0 R \times$

$$\times \left(\ln \frac{8R}{r} - 2 + \frac{1}{4} \mu_l \right), \text{ Гн, } r < R.$$



ность порядка величины $1/\ln(l/a)$. Примеры типичных электрич. цепей и выражения для их И. приведены на рис. 1 и 2.

Особое значение в электротехнике и радиотехнике имеют проволочные катушки с достаточно плотной на-

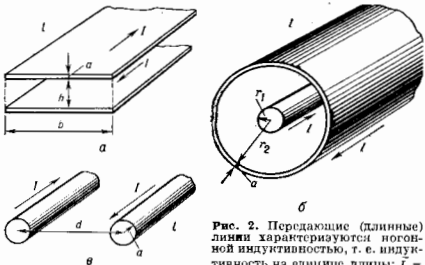


Рис. 2. Передающие (длинные) линии характеризуются погонной индуктивностью, т. е. индуктивностью на единицу длины: $L =$

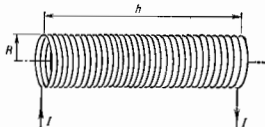
$$= d\mathbf{l} d\mathbf{l}; \text{ а — носовская линия } (a \ll l); L = \mu_0 h/b, \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}; \text{ б — аксиальная набель } (a \ll r_2); \tilde{L} = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{4} \mu_l \right), \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}; \text{ в — двухпроводная линия: } \tilde{L} = \frac{\mu_0}{\pi} \left(\ln \frac{d}{a} + \frac{1}{4} \mu_l \right), \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}.$$

моткой — соленоиды (рис. 3), применяемые для увеличения И. Поскольку И. цепей, в к-рые включены соленоиды, ими в основном и определяется, принято говорить об И. соленоида. Под величиной И. идеального

соленоида понимают И. эфф. проводящей поверхности (совпадающей с его каркасом), по к-рой протекают азимутальные поверхностные токи с плотностью $I_{пов} = Ik$ (I — ток в соленоиде, k — число витков на единицу длины).

Понятия И. допускает обобщение на быстропеременные гармонич. $\exp(i\omega t)$ -процессы, при описании к-рых

Рис. 3. Соленоид. Индуктивность длинного ($h \gg R$) соленоида: $L = \mu_0 V \left(1 - \frac{R}{3\pi h} \right) k^2$, Гн; $V = \pi R^2 h$ — объём соленоида.



нельзя пренебречь заазидываемым эл.-магн. взаимодействием, скин-эффектом в проводниках, дисперсией среды. Комплексные амплитуды тока I_ω и эдс самоиндукции \mathcal{E}_ω связаны соотношением:

$$\mathcal{E}_\omega = [-i\omega L(\omega) - R] I_\omega. \quad (6)$$

И. $L(\omega)$ зависит от частоты (как правило, уменьшается с её ростом). Эфф. сопротивление $R_L(\omega)$ определяет часть энергии, потерь, в т.ч. потери на излучение, и связано с $L(\omega)$ Крамерса — Кронига соотношением:

$$R_L(\omega) = \frac{\omega}{\pi} V \cdot p \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{L(\omega') d\omega'}{\omega - \omega'}, \quad (7)$$

где интеграл берётся в смысле гл. значения. На низких частотах сопряжением $R_L(\omega)$ можно пренебречь, тогда \mathcal{E}_ω и I_ω сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Соотношение (3) для высокочастотных процессов преобразуется к виду:

$$W_\omega^m = \frac{1}{4} \frac{d}{d\omega} [\omega L(\omega)] \cdot |I_\omega|^2, \quad (8)$$

где W_ω^m — удельная на период колебаний энергия ближних (квазиэвклиновых) магн. волн (полная магн. энергия поля не определена из-за линейно растущей во времени энергии поля излучения).

Если в цепи действует гармонич. стороная эдс $\mathcal{E}_{ст}(t) = \text{Re} \{ \mathcal{E}_0 \exp(i\omega t) \}$, то во втором законе Кирхгофа величина \mathcal{E}_ω может быть перенесена (со сменной знака) в правую часть равенства:

$$\mathcal{E}_0 = \left[i\omega L(\omega) + R - \frac{i}{\omega C} \right] I_\omega, \quad (9)$$

где C — ёмкость, включённая в цепь. Соотношение (9) позволяет трактовать величину $Z_L = i\omega L$ как индуктивную часть импеданса цепи (при этом $Z_C = -i/\omega C$ — ёмкостная, а $Z_R = R$ — активная части полного импеданса $Z = Z_L + Z_C + Z_R$). Принято считать, что импеданс двухполюсника имеет индуктивный характер, если его индуктивная часть больше нуля [если рассматриваются $\exp(-i\omega t)$ -процессы, то меньше нуля]. В технике довольно часто И. наз. любой двухполюсник, импеданс к-рого имеет индуктивный характер и в определ. диапазоне частот линейно зависит от ω . Если индуктивные элементы выполнены в виде катушек самоиндукции, то считать их двухполюсниками можно, вообще говоря, только в том случае, когда взаимодействие через магн. поля между ними и с др. элементами цепи пренебрежимо мало. Тогда их импедансы можно складывать в соответствии с правилами Кирхгофа: при последовательном соединении $Z_\Sigma = i\omega \sum_n L_n$, а при параллельном $Z_\Sigma = i\omega \left(\sum_n L_n^{-1} \right)^{-1}$.

При описании сильноточных цепей часто требуется обобщение понятия И. на случай линейных систем. Если неподвижный проводящий контур помещён в

среду, в к-рой вектор магн. индукции B и напряжённость магн. поля H связаны величинами локальным соотношением: $B(r, t) = \mu H(r, t)$, то сценарный с контуром магн. поток можно считать однозначной функцией тока $\Phi = \Phi(I)$. В соответствии с законом индукции Фарадея, эдс самоиндукции в контуре равна:

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d\Phi}{dI} \cdot \frac{dI}{dt} \quad (10)$$

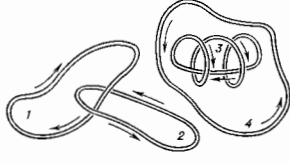
Величина $L_{11}(I) = d\Phi/dI$ наз. д.и.ф.ф.р.е.н.ц.и.а.л.ь.н.о.й (или иногда д.и.а.м.п.ч.е.с.к.о.й) L . Выражение для запасённой энергии пост. тока приобретает вид:

$$W = \int_0^I L_{11}(I) \cdot I \cdot dI \quad (11)$$

В линейном приближении (при $I \rightarrow 0$) $L_{11} \rightarrow L$ и выражения (10), (11) переходят в (2) и (3) соответственно. Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Калайтаров П. Л., Цейтлин Л. А., Расчет индуктивностей, 3 изд., Л., 1986; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; М. А. Миллер, Г. В. Пермитин. **ИНДУКТИВНОСТЬ ВЗАИМНАЯ** — параметр, характеризующий эд-магн. взаимодействие между двумя замкнутыми электрич. цепями без разветвления, по к-рым протекают квазистационарные токи (см. Индукция электромагнитной коэффициентности).

ИНДУКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ КОЭФФИЦИЕНТЫ — параметры, характеризующие эд-магн. взаимодействие в системе замкнутых неразветвлённых электрич. цепей, в к-рых протекают квазистационарные токи (см. Квазистационарное (квазистатическое) приближение).

На рис. изображены неск. проводящих контуров с произвольно заданными направлениями обхода; каждому контуру сопоставлен номер (1, 2, ...). Ток I_p



в контуре p считается положительным, если пойдёт вправо переносится в направлении обхода. В случае неподвижных контуров, пост. токов и линейных сред без намагниченности магн. поле может быть представлено как суперпозиция магн. полей, создаваемых каждым отд. током:

$$B(r) = \sum_p B_p(r), \quad H(r) = \sum_p H_p(r); \quad (1)$$

$$B_p \sim H_p \sim I_p r$$

Энергия пост. магн. поля (в СИ):

$$W_m = \frac{1}{2} \int V BH \, dv = \frac{1}{2} \sum_{p, q} \int V B_p H_q \, dv = \frac{1}{2} \sum_{p, q} L_{pq} I_p I_q \quad (2)$$

Величины L_{pq} наз. И. э. к. в СИ измеряются в генри (Гн). Как видно из (2), И. э. к. симметричны по индексам: $L_{pq} = L_{qp}$. Величина L_{pp} наз. коэф. самоиндукции или *индуктивность* контура p , она всегда положительна. Величина L_{pq} , $p \neq q$ наз. коэф. взаимной индукции или *взаимной индуктивности* контуров p и q ; знак L_{pq} зависит от выбора направлений в контурах p и q . Из требования положительности полной энер-

гии магн. поля при произвольном соотношении токов в контурах вытекает след. свойство И. э. к.:

$$L_{pq} \leq L_{pp} L_{qq} \quad (3)$$

В случае квазистационарных токов и медленных (по сравнению со скоростью света) движений контуров, когда можно пренебречь запаздыванием эд-магн. взаимодействий в системе, эдс индукции в каждом контуре равна:

$$\mathcal{E}_p = - \frac{d}{dt} \sum_q L_{pq} I_q \quad (4)$$

Для квазилинейных цепей, выполненных из проводников, тонких по сравнению с др. размерами контуров и расстояниями между шпима, взаимная индуктивность может быть рассчитана в приближении бесконечно тонких проводов. Если к тому же магн. проницаемость среды $\mu_e = 1$, то

$$L_{pq} \approx \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{l_p} \oint_{l_q} \frac{dt_p dt_q}{|r_p - r_q|}, \quad p \neq q \quad (5)$$

Лит. см. при ст. Индуктивность.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ИНДУКЦИОННЫЙ ТОК — электрический ток, обусловленный электродвижущей силой индукции (см. Электромагнитная индукция).

ИНДУКЦИОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ — ускоритель заряженных частиц, в к-ром приток энергии частиц происходит за счёт эдс индукции, создаваемой перем. магн. потоком. Различают циклич. И. у. (*бетатрон*), в к-ром частицы обращаются в магн. поле по траекториям, близким к окружности, а магн. поток пронизывает эту окружность, и линейный индукционный ускоритель, в к-ром частицы движутся почти прямолинейно, а ускоряющее электрич. поле индукции создается охватывающим траекторию перем. магн. потоком.

Э. Л. Бурштейн.

ИНДУКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ — см. Электромагнитная индукция.

ИНДУКЦИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ — см. Электростатическая индукция.

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИСПУСКАНИЕ (индуцированное излучение) — то же, что *вынужденное испускание*.

ИНЕРТНАЯ МАССА — физ. величина, характеризующая динамику свойства тела. И. м. входит во второй закон Ньютона (и, т. о., является мерой инерции тела). Равна гравитац. массе.

ИНЕРТНОСТЬ (инерция) (от лат. iners, род. падеж inertis — бездельный) в м е х а н и к е — свойство материальных тел, проявляющееся в том, что тело сохраняет неизменным состояние своего движения или покоя во отношению к т. н. *инерциальной системе отсчёта*, когда внеш. воздействия на тело (силы) отсутствуют или взаимно уравновешиваются. Если же на тело действует неуравновеш. система сил, то свойство И. сказывается в том, что изменение состояния покоя или движения тела, т. е. изменение скоростей его точек, происходит постепенно, а не мгновенно; при этом движение изменяется тем медленнее, чем больше И. тела. Мерой И. тела является его масса.

ИНЕРТНЫЕ ГАЗЫ (благородные газы, редкие газы) — элементы гл. подгруппы VIII группы периодич. системы элементов. К И. г. относятся гелий (He), неон (Ne), аргон (Ar), криптон (Kr), ксенон (Xe) и радиоакт. радон (Rn). В природе И. г. присутствуют в атмосфере. Не входит как примесь к природному газу, нек-рые И. г. содержится в горных породах. Наиб. распространён во Вселенной Ne, а в атмосфере Земли — Ar (0,934% по объёму). Внеш. электронные оболочки атомов И. г. (конфигурация $s^2 p^6$, для Ne — s^2) устойчивы, поэтому И. г. химически мало активны (немногочисл. хим. соединения известны для Kr, Xe и Rn). В свободном виде все И. г. одноатомны. Двухатомные эксимер-

ные комплексы И. г. типа ArF^* , KrF^* , XeF^* , XeB^* используются в УФ-лазерах (см. *Экимерный лазер*), С. О. Бердников.

ИНЕРЦИАЛЬНАЯ СИСТЕМА ОТСЧЁТА — система отсчёта, в к-рой справедлив закон инерции: материальная точка, когда на неё не действуют никакие силы (или действуют силы взаимно уравновешенные), находится в состоянии покоя или равномерного прямолинейного движения. Всякая система отсчёта, движущаяся по отношению к И. с. о. поступательно, равномерно и прямолинейно, есть также И. с. о. Следовательно, теоретически может существовать любое число равноправных И. с. о., обладающих тем важным свойством, что во всех таких системах законы физики одинаковы (принцип относительности). Система отсчёта, движущаяся по отношению к И. с. о. с ускорением, неинерциальна, и закон инерции в ней не выполняется.

Понятие И. с. о. является научной абстракцией. Реальная система отсчёта всегда связана с к-н. конкретным телом (землёй, корпусом корабля или самолёта и т. п.), по отношению к-рому у насчитается движение разл. объектов. Поскольку все реальные тела движутся с тем или иным ускорением, любая реальная система отсчёта может рассматриваться как И. с. о. лишь с определ. степенью приближения. С очень высокой степенью точности инерциальной можно считать геоцентрич. систему, связанную с центром масс Солнечной системы и с осью, направленными на три дальние звезды. Такая И. с. о. используется для обр. в задачах небесной механики и космонавтики. Для решения большинства техн. задач И. с. о. можно считать систему, жёстко связанную с Землёй, а в случаях, требующих большей точности (напр., в гироскопии), — с центром масс Земли и осью, направленными на дальние звезды.

При переходе от одной И. с. о. к другой в классич. механике Ньютона для ирростанти, координат и времени справедливы преобразования Галилея (см. *Галилеев принцип относительности*), а в релятив. механике — *Лоренца преобразования*.

См. также Механика. *Относительности теория*.
ИНЕРЦИАЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ п л а з м ы — основной способ на использовании инерции вещества способ создания или сохранения требуемых условий в плазме (темп-ры и плотности) в течение нек-рого времени, т. е. времени И. у. $t_{\text{ИУ}}$. Удержание плазмы тесно связано с проблемой управляемого термоядерного синтеза (УТС). В отличие от квазистационарного магнитного удержания, при к-ром магн. поле препятствует разлёту плазмы и уменьшает потери энергии, связанные с теплопроводностью и вылетом заряд. частиц, при И. у. плазма движется беспрепятственно, а условия, необходимые для осуществления ядерного синтеза (напр., дейтерия и трития), создаются и существуют на стадиях сжатия и расширения. Поэтому системы, в к-рых осуществляется И. у., являются в принципе нестационарными: время И. у. $t_{\text{ИУ}}$ складывается из времени сжатия и расширения плазмы.

Если в сфере радиуса R_0 находится горячая плазма со ср. темп-рой T_0 , состоящая из ядер трития, дейтерия и электронов с плотностями n_T , n_D и n_e соответственно, то количество реакций синтеза в сфере, объёме V за единицу времени определяется ур-нием:

$$\frac{dN}{dt} = n_T n_D \langle \sigma v \rangle_{DT} \frac{4}{3} \pi R_0^3 \sim \rho^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} V, \quad (1)$$

$$\rho_D, \tau = m_D, \tau^{n_D}, \tau.$$

Здесь $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ см³/с — скорость DT-реакции в ед. объёма, усреднённая по максвелловским распределениям дейтронов и тритонов и являющаяся ф-цией только темп-ры T_0 , m_D, τ — масса дейтронов и тритонов, σ — сечение реакции, v — тепловая скорость частиц. Время, в течение к-рого эффективно протекает термоядерная реакция, пропорционально времени гидродинамич. движения (сжатия и расширения) $t_{\text{ИУ}} \sim R_0/v_{\text{ДВ}}$.

Скорость движения плазмы $v_{\text{ДВ}}$ пропорциональна изотермич. скорости звука $v_{\text{З}}$ в сжатом состоянии плазмы (при сжатии плазмы эта скорость задаётся внеш. условиями):

$$v_{\text{ДВ}} \sim v_{\text{З}} = \left[\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \right]^{1/2}, \quad (p - \text{давление}). \quad (2)$$

Для идеального газа

$$v_{\text{З}} \sim \left[\frac{T_0(1+Z)}{M_i} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где M_i — масса иона, Z — атомный номер. Тогда отпосит. число прореагировавших атомов D (или T) можно оценить из (1) с учётом (2), (3):

$$\frac{N}{N_D} \sim \langle \sigma v \rangle_{DT} \rho_0^2 t_{\text{ИУ}} \sim \sim \langle \sigma v \rangle_{DT} T_0^{-1/2} \rho_0 R_0 \equiv F(T_0) \rho_0 R_0. \quad (4)$$

Здесь плотность дейтронов $N_D = \rho_D (4/3) \pi R_0^3 m_D^{-1}$, ρ_0 — нач. плотность плазмы. Важной характеристикой плазмы, определяющей её способность к самоподогреву за счёт поглощения α -частиц, рождающихся в термоядерной реакции и, следовательно, к осуществлению самоподдерживающейся термоядерной реакции, является число пробегов α -частиц на характерном для плазмы размере l_{α} :

$$\frac{R_0}{l_{\alpha}} \sim f(T_0) \rho_0 R_0. \quad (5)$$

Т. о., возможность осуществления самоподдерживающейся реакции и её эффективность, характеризующие качество удержания, зависят от плотности и размера плазмы в начале процесса, т. е. от величин $\rho_0 R_0$. При термоядерных темп-рах ($T_0 = 1-10$ кэВ) скорости разлёта плазмы составляют 10^2-10^6 см/с и эфф. термоядерное горение в режиме И. у. возможно лишь при плотностях плазмы $\rho_0 \gg 10^{23}$ см⁻³, т. е. существенно превышающих даже плотность частиц в твёрдом теле; другими словами, необходимо осуществление сжатия плазмы.

Наиб. эффективно сжимать плазму в системах с центр. симметрией (цилиндр, сфера). Из закона сохранения масс следует, что при сжатии в цилиндр, случае $M \sim \rho R^2$, $\rho R \sim \rho^{1/2}$, а в сферич. случае $M \sim \rho R^3$, $\rho R \sim \rho^{2/3}$.

Для достижения высокой плотности наиб. выгодным является режим адиабатич. сжатия с мин. нач. энергией сжимаемого вещества. Для идеального газа ($E = \rho V / (\gamma - 1)$, $\rho V^\gamma = \text{const}$) из условия адиабатичности следует выражение для степени объёмного сжатия:

$$\frac{V_0}{V} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1/(\gamma-1)}. \quad (6)$$

Здесь E_0 и V_0 — нач. энергия и объём сжимаемого газа, E и V — его конечные энергия и объём, γ — отношение теплоёмкостей c_p/c_v при пост. давлении и объёме. Из (6) следует, что в системах с И. у. для достижения наибольшего сжатия целесообразно стремиться к уменьшению величины E_0 , что в принципе возможно при «медленном» сжатии, когда ударные волны, создающие нач. нагрев, являются слабыми. Из ф-лы (3) видно, что в таких системах выгодно использовать вещества с большим атомным весом, т. к. при заданной темп-ре и дальнейшем разлёте будет происходить с меньшими скоростями. Поэтому в системах И. у. иногда используют оболочки из тяжёлых материалов. Препятствием к достижению высоких степеней сжатия является гидродинамич. неустойчивость (см. *Неустойчивости плазмы*), приводящая к ограничению макс. плотности из-за нарушения симметрии в конечной фазе сжатия. Для устойчивости системы И. у. необходима также симметрия и однородность нач. состояния мишени и сжимаемого давления. Плотность вещества в конечном сжатом состоянии зависит не только от величины нач. подогрева и развития неустойчивости, но и от сopro-

тивления вещества стало, определяемого его ур-ном состоянии. Давление вырожденного газа электронов снижает возможно достижимое в системах И. у. значение макс. плотности (теоретически $\rho = 10^9 - 10^4 \text{ г/см}^3$).

Системы, в к-рых реализуется И. у., многообразны. К ним относятся самоускоряющиеся под действием собственного воля (инжецируемые) разряды, системы с совместно действующими плазменными конфигурациями и приложенными внеш. полями (Z- и θ -щипы, см. *Пинч-эффект*). В установках *лазменный фокус* сжатие плазмы происходит токовой оболочкой, сходящейся к оси симметрии установки. Сжатие плазмы может также осуществляться ускорением к оси симметрии цилиндрич. слоев (лайзером). В указанных выше системах плотность частиц плазмы не превышает 10^{20} см^{-3} . Для И. у. используются пучки фотонов и пучки заряд. частиц. В 80-е гг. экспериментально и теоретически наиб. исследовано применение для этих целей мощных лазерных пучков. Достигнуто объёмное сжатие вещества $> 5 \cdot 10^4$ раз и абс. плотность термоядерного горючего $\sim 40 \text{ г/см}^3$ (см. *Лазерный термоядерный синтез*).

Лит.: Арцимович Л. А., Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; Басов Н. Г., Крохи и Ф. Н., Применение лазеров для термоядерного синтеза, «Вестник АН СССР», 1970, № 6, с. 55; Теория нагрева и сжатия плазмы в лазерных термоядерных мишенях, «Тр. ФИАН», 1982, т. 134. В. Б. Розанов, Е. Г. Гамалей.

ИНЕРЦИЯ ЗАКОН — закон механики, согласно которому тело при взаимном уравновешивании всех действующих на него сил сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения, пока приложенные силы не заставят его изменить это состояние. Открыт Г. Галилеем в 1632, сформулирован И. Ньютоном в 1687 как первый из *Двухтоа законов механики*. И. з. — частный случай закона сохранения кол-ва движения системы.

ИНЕРЦИОННЫЕ СИЛЫ — см. *Сила инерции*.

ИНЕРЦИЯ — то же, что *инертность*.

ИНЖЕКТОР — первичный источник или предварит. ускоритель заряд. частиц, предназначенный для ввода (инъекции) частиц в осн. ускоритель. При инжекции частиц малой энергии используются первичные источники частиц (электронная пушка, плазменный источник ионов и т. д.) или *высоковольтные ускорители* (до энергии $\leq 1 \text{ МэВ}$); для энергий инжекции в десятки и сотни МэВ применяются резонансные *линейные ускорители*, а для ещё больших энергий ($\sim 1 \text{ ГэВ}$ и выше) — циклич. ускорители-инжекторы (*бустеры*). Э. Л. Бурштейн.

ИНЖЕКТОР ПЛАЗМЫ (плазменная пушка) — устройство, предназначенное для создания потоков высокотемпературной плазмы и ввода её (инъекции) в вакуумную область, где проводится к-л. эксперимент с плазмой. И. п. можно отнести к разновидности импульсных плазменных ускорителей. Наиболее широко И. п. используются в термоядерных исследованиях для ввода плазмы в термоядерную ловушку, а также в активных экспериментах в космосе, в экспериментах по моделированию взаимодействия солнечного ветра с объектами Солнечной системы, в *плазменной технологии*. Это обусловлено широким диапазоном параметров потоков И. п.: скорости ионов лежат в интервале ($10^4 - 10^6$) см/с; плотность на выходе изменяется от 10^{14} до 10^{18} см^{-3} ; продолжительность генерации потока варьируется от 1 до 100 мкс; энергосодержание потока в предельных режимах достигает 100 кДж, а его мощность ($1 - 10$) ГВт. Параметры потока определяются энергосодержанием источника питания (как правило, ёмкостный накопитель) и характерным временем его разряда, способом подачи рабочего вещества в канал (эрозия изолятора, равномерная непрерывная или однократная — перед разрядом), нач. плотностью газа и амплитудой тока разряда.

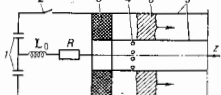
Одним из первых И. п. был источник с действующим в вакуумной камере титаном, нагретого в атмосфере водорода или дейтерия, образовывать гидрид титана. Это приводит к насыщению титановой шайбы водородом.

На такую шайбу направляется ускоренный ($> 10^4$) пучок электронов, к-рый при столкновении выделяет энергию, шайба нагревается и испускает поглощённый ранее водород или дейтерий, ионизующийся в разряде. Полученная таким способом плазма ускоряется и направляется в место, где проводится эксперимент. Эти источники дают ступок плазмы с числом частиц $\sim 10^{17}$ в течение времени от 2 до 10 мкс и темп-рой ионов $\sim 1 \text{ кэВ}$ ($\sim 10^7 \text{ К}$).

Другой плазменной пушкой, использовавшейся в первых плазменных экспериментах, был т. н. *рейсострел* (см. *Плазменные ускорители*).

В 80-е гг. пиротро используются в качестве импульсного И. п. коаксиальной плазменной и ушка, принцип действия к-рой заключается в следующем: газ в канале ионизуется током разряда источника питания и ускоряется под действием поперечной силы, возникающей при взаимодействии этого тока с собственным магн. полем. На рис. 1 дана схема И. п. этого типа. Объём ускорит. канала, заключённый между коаксиальными электродами (5) и изолятором (3), откачивается до высокого вакуума ($10^{-5} - 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$). Импульсный канал через отверстия (4) инжектирует рабочий газ в зазор между электродами. Колич-ство газа в зазоре и вид его пространственного распределения определяются скоростью и временем подачи.

Рис. 1. Схема инжектора плазмы: 1 — источник питания; 2 — вилочный; 3 — изолятор; 4 — отверстия для ввода рабочего газа; 5 — коаксиальные электроды; 6 — скин-слой.



По достижении необходимой степени заполнения канала ($10^{18} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) выключатели (2) соединяют высоковольтную конденсаторную батарею (I) с электродами. Когда напряжение на электродах превышает напряжение пробоя данного газа, начинается дуговой разряд. В процессе нарастания тока I_p разряда газ в канале ионизуется и в зоне между изолятором и отверстиями формируется скин-слой (см. *Скин-эффект*). Под действием поперечной силы $F = \frac{1}{2} j^2 r_0^2 \frac{dL}{dz}$ (L — переменная индуктивность канала) скин-слой (6) ускоряется вдоль оси z в направлении от изолятора к открытому концу пушки. В результате плазма выстреливается со скоростью до 10^8 см/с . При своём движении скин-слой вылетает нейтральными частицами газа (за счёт их столкновений с электронами и ионами), к-рые также ионизуются и увеличивают плотность плазмы на выходе. Такой И. п. позволяет создавать водородную и дейтериевую плазму высокой плотности и темп-ры, а также плазму др. разл. газов.

Ур-ния, описывающие колебания тока разряда в контуре и движения плазмы в канале, имеют вид:

$$(\bar{L} + L_0) \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \left(\frac{\partial L}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial t} + R + \bar{R} \right) \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{q}{C_0} = 0$$

$$m \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + \frac{\partial m}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial L}{\partial z} \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)^2 = 0.$$

Здесь t — время, q — заряд конденсаторной батареи, R — сопротивление проводников и коммутаторов тока, \bar{R} — сопротивление токового слоя и электродов, L_0 — нач. индуктивность контура, $m(z)$ — масса слоя. Ур-ния решаются с нач. условиями: $q_0 = C_0 U_0$, U_0 — ёмкость и напряжение конденсаторной батареи), $\partial q / \partial t = 0$, $z = 0$, $\partial z / \partial t = 0$ при $t = 0$.

В случае коаксиальной системы электродов и непрозрачного токового слоя

$$\bar{L}(z) = 2\mu_0 \int_0^z \ln [r_1(z)/r_0(z)] dz,$$

$$m(z) = \pi m_i \int_0^z n(z) [r_1^2(z) - r_0^2(z)] dz,$$

где r_0 и r_1 — радиусы внутр. и внеш. электродов, $n(z)$ — плотность газа в зазоре, m_i — масса иона, μ_0 — магнитная постоянная. В импульсных электрич. разрядах диодевые потери определяются потерями на ионизацию и излучение, т. е. $\dot{R}(\partial g/\partial t)^2 = (E/m_i) \partial m/\partial t$, где E — энергетич. цена иона. Отсюда $\dot{R} = [E/m_i(\partial g/\partial t)^2] \partial m/\partial t$. Эти ур-ния используются для оценочных расчётов И. п. При фиксированных параметрах разрядного контура и величине ускоренной массы с их помощью находят такую форму электродов, при к-рой скорость сгустка на выходе И. п. и кид преобразования электрич. энергии накопителя в кинетич. энергию потока будут максимальны. Выбирают такую электродную конфигурацию, характеризующую зависимость $\dot{L}(z)$, для к-рой время τ_y ускорения плазмы совпадает с временем $\tau_p = \sqrt{L_0 C_0}$ разряда конденсаторной батареи. При $\tau_y < \tau_p$ накопитель не полностью передаёт свою энергию плазме; при $\tau_y > \tau_p$ возрастают диодевые потери.

Наиб. мощные И. п. используются в термодерных исследованиях. Для характеристики их параметров и тенденций разработок на рис. 2 приведены зависимости скорости v ускоренных протонов от нач. напряжения U_0 источника питания для И. п. с $C_0 = 500$ мкФ, $L_0 = 10$ нГн. Зависимости $v(U)$ приведены для нек. значений числа N ускоренных частиц. При этом каждому значению v для каждого конкретного напряжения U_0 соответствует своя оптимизированная зависимость $\dot{L}(z)$, т. е. своя форма электродов. Из рис. 2 видно, что в достаточно широком интервале параметров (N , U_0) подбором $\dot{L}(z)$ можно получить линейную зависимость $v(U_0)$. А это означает, что кид системы $\eta = m_i N v^2 / C_0 U_0^2 \sim (v/U_0)^2$ в широком интервале параметров (N , U_0) остаётся постоянным и равным $\approx 50\%$.

Помимо описанных импульсных И. п. разрабатываются квазистационарные инжекторы с длинным разрядным импульсом (≥ 100 нс), что позволяет увеличить абс. энергосодержание плазменного потока увеличением длительности его генерации.

Лит.: Аринин и др., Электронно-ионическое ускорение сгустка плазмы, «ЖТФ», 1957, т. 33, с. 3; Калам и Гов А. А., Импульсные плазменные ускорители, в кн.: Физика и применение плазменных ускорителей, Минск, 1974, с. 48; Си и др. В. В. и др., Импульсные плазменные ускорители большой мощности, Вспр. атомной науки и техн. Сер. Термодерный синтез, 1983, в. 2, с. 12. Ю. В. Скворцов.

ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР — наиб. распространённая разновидность полупроводникового лазера, отличающаяся использованием инжекции носителей заряда через пелициный электрич. контакт (p — n -переход,

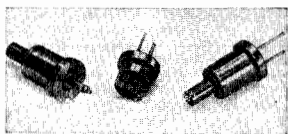


Рис. 1. Внешний вид инжекционных лазеров в корпусе с волоконно-оптическим выводом.

гетеропереход) в качестве механизма накачки. В И. л. электрич. энергия непосредственно преобразуется в энергию лазерного излучения с относительно высоким кид (до 30–40% при 300 К). Преимущества И. л. перед полупроводниковыми лазерами др. типов — малая инертность, компактность (рис. 1), низковольтные пита-

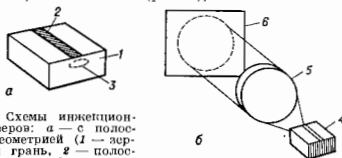


Рис. 2. Схемы инжекционных лазеров: а — с полубоковой геометрией (1 — перпендикулярная грань, 2 — полубоковой контакт, 3 — излучающее пятно на зеркале); б — с внешним резонатором (4 — активный элемент, 5 — объектив-коллиматор, 6 — внешнее зеркало).

ние, широкий набор длин волн λ , возможность спектральной перестройки, частотной модуляции или частотной стабилизации.

И. л. представляет собой полупроводниковый диод, зеркальные боковые грани к-рого образуют оптический резонатор (рис. 2, а), типичные размеры $250 \times 250 \times 100$ мкм. Резонатор может быть внешним (рис. 2, б).

Активной средой является тонкая прослойка полупроводника, прилегающая к инжекционному контакту, в к-рой накапливаются избыточные носители обоих знаков. Толщина активного слоя И. л. обычно 20–200 нм. Лазерное излучение получают в пределах спектральной полосы люминесценции или вблизи ней, причём в излучательных процессах участвуют свободные носители. Важнейшим типом И. л. является гетеролазер, в структуре к-рого включают гетеропереходы между полупроводниковыми материалами с различающимися электрич. и оптич. свойствами, что позволяет снизить пороговый ток лазерной генерации и увеличить кид. Перекрываемые диапазоны λ за счёт использования разных полупроводников показано на рис. 3.

И. л. получили применение в оптич. связи, особенно в волоконно-оптич. системах, где существенно быстроедействие, малые размеры, экономичность, долговечность (см. Волоконная оптика). Преимущество для дальней связи (≥ 100 км без ретрансляции) имеют И. л. на длинах волн $\lambda = 1,3, 1,55$ мкм, оптимальных по прозрачности и пропускной способности волоконно-оптич. тракта. Др. области применения — лазерные системы памяти (видеоки), спектроскопия.

Лит.: Богданкевич О. В., Даранен С. А., Елисеев П. Г., Полупроводниковые лазеры, М., 1976; Кёйе и Х. П. и др., Лазеры на гетероструктурах, пер. с англ., М., 1981; Елисеев П. Г., Введение в физику инжекционных лазеров, М., 1983. И. Г. Елисеев.

ИНЖЕКЦИЯ (от лат. injectio — вбрасывание) — действие в ускорителе — ввод пучка заряд. частиц в ускоритель. В линейных ускорителях И. частиц

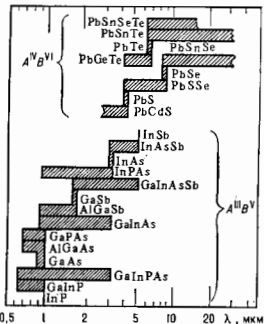


Рис. 3. Спектральные диапазоны, перекрываемые инжекционными гетеролазерами.

(как и их вывод после ускорения) по представлению существ. техн. трудности и требует лишь согласования параметров вводимого пучка с параметрами ускорителя. В неких случаях ускорителях (фазотронах, циклотронах), в к-рых ускорение начинается с очень малых энергий, источник ионов находится непосредственно внутри ускорит. камеры (в её центре), что также снимает проблему И. В большинстве же циклов ускорителя пучок частиц вводится в рабочую область ускорителя извне, из инжектора. Расположение пучка вблизи равновесной орбиты достигается включением на время И. спец. отклоняющей системы. Система И. рассчитывается так, чтобы обеспечить наиб. длительное нахождение частицами рабочей области ускорителя. Простейшая система И. — однокорпусная, при к-рой время И. не превышает времени оборота частиц в ускорителе. Для повышения интенсивности ускоряемого пучка часто применяют многооборотную И. (в течение неск. периодов обращения частицы) или многократную И. (в течение неск. циклов работы бустера).

Э. Л. Бирштейн.

ИНЖЕКЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА — увеличение концентрации носителей заряда в полупроводнике (диэлектрике) в результате переноса носителей током из областей с повыш. концентрацией (металлич. контактов, *гетероперезодов*) под действием внос. электрич. поля. И. п. з. приводит к нарушению термодинамич. равновесия электронной системы в *полупроводнике*. Инжектируемые носители обычно термализуются за время, малое по сравнению со временем жизни носителей, так что нарушенное оказывается лишь концентрационное равновесие (см. *Каузуловни Ферми*).

Инжекция осн. носителей происходит, напр., при подаче обратного смещения на *p-n*-переход, если у катода имеется слой, обогащенный осн. носителями (см. *Контактные явления в полупроводниках*). При этом в образце появляется пространств. заряд, препятствующий дальнейшему поступлению носителей из обогащенного слоя. Плотность *j* стационарного тока определяется условием, что падение напряжения внутри образца, обусловленное пространств. зарядом, уравновешивается внеш. напряжением *U* (з а к о н М о т т а):

$$j = \frac{q \sigma_0 n U^2}{8 L^2} \quad (1)$$

Здесь σ_0 — электропроводность образца в отсутствие И. п. з., μ — подвижность инжектированных носителей, $\tau = \epsilon / 4\pi\sigma_0$ — время релаксации, ϵ — диэлектрич. проницаемость, L — длина образца в направлении тока. Линейный закон Ома переходит в квадратичный закон Мотта при $t_{np} \sim \tau$, где $t_{np} = I^2 / 4\pi U$ — время прорыва носителей между электродами. При большом приложенном напряжении (1) опять переходит в закон Ома, но с гораздо большей электропроводностью. При этом образце заполняется инжектируемыми носителями с практически постоянной по объёму концентрации, равной граничной концентрации n_{gp} в обогащённом слое в отсутствие тока. Установление омического режима происходит, когда t_{np} становится сравнимым с $\tau = \epsilon / 4\pi\sigma_0 n_{gp}$.

При наличии в образце т. н. л о в у ш е к (см. *Захват носителей заряда*) с концентрацией, превышающей концентрацию осн. носителей, инжектированные носители сначала почти все захватываются ловушками и концентрация носителей в образце практически не увеличивается. Это приводит к удлинению первого омического участка вольт-амперной характеристики (ВАХ) и резкому скачку в конце его (заполнение всех ловушек), за к-рым следует квадратичный участок ВАХ.

Двойная (б и п о л я р я а) и ж е к ц и я осн. носителей возникает, когда электроны и дырки инжектируются с противоположных электродов и движутся навстречу. Т. к. они могут нейтрализовать друг друга, то तक ограничивается лишь *рекомбинацией носителей заряда* и обычно гораздо больше тока монополярной

И. п. з. в том же кристалле. Захват носителей ловушками при двойной инжекции может приводить к появлению *отрицательного дифференциального сопротивления* (*S*-образной ВАХ).

Инжекция неосновных носителей происходит при подаче прямого смещения на *p-n*-перезод, гетероперезод или контакт металл — полупроводник вследствие уменьшения разности потенциалов на контакте. Инжектированные неосновные носители проникают в полупроводник на глубину, определяемую рекомбинацией; она по порядку величины совпадает с диффузионной длиной в слабых внеш. полях и с дрейфовой длиной (см. *Дрейф носителей заряда*) в сильных полях. Инжекция неосновных носителей лежит в основе действия *полупроводникового диода*, транзистора и др. *полупроводниковых приборов*. Изучение стационарных и переходных процессов И. п. з. позволяет исследовать подвижности носителей, а также определить концентрация, энергетич. положения и сечения захвата примесных центров в высокоомных полупроводниках и диэлектриках. Прохождение инжекционных токов является одним из механизмов переноса заряда в тонких диэлектрич. плёнках.

Лит.: Ламперт М., Марк П., Инжекционные токи в твердых телах, пер. с англ., М., 1973; Бонч-Бруевич В. Л., Калайник Ю. С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Адринович Э. И., Карагорович А. Д. Калай В. П. М., Девьерман А. Ю., Тонкая двойная инжекция в полупроводниках, М., 1978. Э. М. Эпштейн.

ИНКЛУЗИВНОЕ СЕЧЕНИЕ — сечение *инклюзивного процесса*. Обычно измеряют дифференц. сечение процесса $ab \rightarrow cX$ образования частицы *c*, импульса *k*-рой *p* и энергии *E*, в интервале dp/E при соударении частиц *a* и *b*, $d\sigma/dp(X)$ — совокупность остальных вторичных частиц реакции. Эта величина инвариантна относительно продольных преобразований Лоренца и зависит от трёх переменных, например $d\sigma/dp = f(s, p_{\perp}, p_{\parallel})$, где \sqrt{s} — полная энергия первичных частиц в системе центра инерции (с. ц. и.), p_{\perp} и p_{\parallel} — перпендикулярная и параллельная компоненты импульса частицы с относительно осн. соударения. Этот набор переменных обычно используется при изучении процессов фрагментации первичных частиц в лаб. системе координат или в системе покоя падающей частицы. Для изучения *масштабной инвариантности* множеств. процессов используют также переменные $x = p_{\parallel}^{\text{и}} / p_{\parallel}^{\text{макс}}$ и p_{\perp} , где $p_{\parallel}^{\text{и}}$ и $p_{\parallel}^{\text{макс}}$ — параллельный и макс. импульсы частицы с в с. ц. и.; в этих переменных $d\sigma/dp = (\epsilon^2 n_{\perp} / \pi p_{\parallel}^{\text{макс}}) d^2\sigma/dx dp_{\perp}^2$ ($\epsilon^2 n_{\perp}$ — энергия в с. ц. и.). Для сравнения данных, полученных в разных системах отсчёта, обычно используют переменные p_{\perp} и т. н. продольную *быстроту* частицы $y = 1/2 \ln \{ (\epsilon + p_{\parallel}) / (\epsilon - p_{\parallel}) \}$ (в системе единиц $\hbar = c = 1$). В этом случае $d\sigma/dp = (1/\pi) d^2\sigma/dy dp_{\perp}^2$, причём форма распределения частиц по *y* не меняется при переходе от одной системы к другой. При исследовании дифракц. процессов ($X \rightarrow 1$) часто используют квадрат нерадонального 4-импульса $t = (p_b - p_c)^2$ или $t = (p_a - p_c)^2$ и квадрат недостающей массы $M_X^2 = (p_a + p_b - p_c)^2$ — 4-импульсы частицы *d*; в этих переменных $d\sigma/dp \approx (1/\pi) d^2\sigma/dtd(M_X^2/s)$.

В опытах с электронными методами регистрации частиц дифференц. И. с. выражает через импульсы *p* частицы и телесный угол Ω , $(\epsilon^2 p^2) d^2\sigma/dp d\Omega$ ($d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$, θ, ϕ — полярный и азимутальный углы). Применяют и др. переменные, связанные с предполагаемым механизмом рождения частицы с [1, 3].

Полное И. с. $\sigma_{\text{инкл}}$ по определению равно: $\sigma_{\text{инкл}}(s) = \int f(s, \mathbf{p}) \frac{dp}{d} = \sigma(1) + 2\sigma(2) + \dots = \sum_{k=1}^{\infty} k\sigma(k)$, где $\sigma(k)$ — полное сечение образования *k* частиц с. Если определить ср. число частиц с, образовавшихся в неупру-

гих аб-взаимодействиях, как $\langle n_c \rangle = \sum_k \sigma(k) / \sigma_{\text{неупр}}(ab)$, где $\sigma_{\text{неупр}}(ab) = \sum_{k=1}^{\infty} \sigma(k)$, то $\sigma_{\text{явл}}(c) = \langle n_c \rangle \sigma_{\text{неупр}}(ab)$, т. е. полное И. с. при высоких энергиях значительно больше, чем $\sigma_{\text{неупр}}(ab)$. Напр., в рр-взаимодействиях при энергии столкновения $\epsilon \approx 60$ ГэВ ($\mu_d \approx 15$ и $\sigma_{\text{явл}}(\pi) \approx 15$ $\sigma_{\text{неупр}}(ab)$).

Лит. см. при ст. *Инклюзивный процесс*. В. Г. Гришин. **ИНКЛЮЗИВНЫЙ ПРОЦЕСС** (от англ. inclusive — включающий в себя) — процесс взаимодействия частиц высоких энергий, в к-ром изучаются характеристики только части вторичных частиц независимо от числа и типа др. частиц реакции (в отличие от эксклюзивного процесса, в к-ром изучаются характеристики всех вторичных частиц). Важное значение этих процессов в изучении взаимодействия элементарных частиц впервые было отмечено А. А. Логуновым с сотрудниками [1] и Р. Фейнманом (R. Feynman) [2] (последнему принадлежит и назв. «И. п.»). Обычная запись одночастичного И. п.: $ab \rightarrow cX$, где a и b — первичные сталкивающиеся частицы, c — изучаемая вторичная частица, а X обозначает совокупность любых др. частиц, образовавшихся в данном взаимодействии. Двух- и n -частичные И. п.: $ab \rightarrow c_1 c_2 \dots c_n X$. И. п. представляет собой сумму эксклюзивных реакций с определ. числом вторичных частиц. Напр., в рр-взаимодействиях при энергии в системе центра инерции (с. ц. и.) сталкивающихся частиц (энергии столкновения) $\epsilon \approx 60$ ГэВ образуется в среднем около 18 адронов разных типов ($\lambda, K, N, \bar{N}, \Lambda, \Sigma$ и т. д.), а изучаются импульсные и угл. распределения частиц только одного типа, напр. π^+ -мезонов, рр- π^+X . В этом случае И. п. представляет собой сумму эксклюзивных реакций, в к-рых рождается хотя бы один π^+ -мезон, напр. рр- $\pi^+ \pi^+$, рр- $\pi^+ \pi^+ \pi^+$, рр- $\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+$ и т. д. Т. о., в И. п. число и тип вторичных частиц в системе X не фиксированы и ограничиваются только законами сохранения энергии, элентр. заряда, барионного числа и др. квантовых чисел.

В отличие от эксклюзивного метода исследования взаимодействий частиц, инклюзивный метод даёт меньше информации о конкретных реакциях. Однако общие закономерности взаимодействий частиц в И. п. проявляются более отчётливо, т. к. частные детали исключаются усреднением по характеристикам большого числа возможных каналов реакций и типов незучаемых вторичных частиц (т. н. частиц сопровождения). Поэтому такой подход адекватен физике высоких энергий (энергия столкновения ≈ 5 ГэВ в с. ц. и.), когда рождается много вторичных частиц ($n \approx 10$). Более того, при сверх-высоких энергиях столкновения (≈ 60 ГэВ), когда ср. число вторичных частиц $\langle n \rangle \approx 20$ и практически уже невозможно выделить отд. эксклюзивные каналы реакций, инклюзивный метод исследования взаимодействий частиц остаётся единственным. (Аналогичная ситуация имеет место и в классич. механике. Пока число частиц невелико, то можно следить за каждой из них в отдельности, описывая их движение системой ур-ний движения. Для большого числа частиц, напр. в газе или жидкости, это невозможно, и тогда используются методы статистич. механики.)

Эксперим. изучение И. п. проводится на всех крупнейших ускорителях мира. Данные получены в основном для одночастичных и двухчастичных И. п. при энергии столкновения ≤ 2000 ГэВ [3]. Практически все важнейшие открытия последних лет в физике высоких энергий были сделаны при инклюзивном методе исследования процессов. В результате изучения И. п. на ускорителях протонов были открыты масштабная универсальность (скейлинг Фейнмана), близодействующие корреляции в рождении адронов ($ab \rightarrow h_1 h_2 X$) и обильное рождение резонансов ($ab \rightarrow RX$, где R — короткоживущий резонанс ρ, ϕ и т. д. в множественных процессах. Изучение глубоко неупругих процессов

в электронных, мюонных и нейтринных пучках позволило обнаружить взростную структуру адронов (см. *Партон*) [2] и нарушение скейлинга Бёрнена, предсказываемое квантовой хромодинамикой, и привело к открытию струй адронных, образующихся при фрагментации кварков и глюонов [3—5].

Лит.: 1) Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Nguen Van Hieu. High energy behaviour of inelastic cross section, «Phys. Lett.», 1967, v. 25, p. 611; 2) Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ. М., 1975; Фейнман Р. Very high-energy collisions of hadrons, «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 1415; 3) Гришин В. Г. И. п., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; 4) Дикольд А. К., Шляпников И. В., Многочастичные и инклюзивные реакции, «ФФН», 1978, т. 124, с. 3; 5) Ваппер М. и др., Observation of very large transverse momentum jets at the CERN pp collider, «Phys. Lett.», 1982, v. 118, B, p. 205.

ИНКРЕМЕНТ (от лат. incrementum — рост, увеличение) — величина, характеризующая экспоненциальный рост амплитуды волны (или интенсивности) при развитии неустойчивости в нелинейной среде (напр., плазме). В случае собственных колебаний среды развитие неустойчивостей описывается временным экспоненц. нарастанием $A(t) = A_0 e^{\gamma t}$, где A_0 — нач. амплитуда, γ — временной И., имеющий размерность частоты. В задачах о распространении волн развитие неустойчивости описывается экспоненц. нарастанием в пространстве $A(x) = A_0 e^{kx}$, где k — пространственный И., имеющий размерность волнового вектора (см $^{-1}$). При исследовании абсолютной неустойчивости (нарастающей со временем) обычно используется И. γ , а в случае конвективной неустойчивости (нарастающей в пространстве) — k . И. γ (k) равен логарифму производной амплитуды волны по времени (расстоянию).

В физике плазмы величина, обратная И., показывает, за какое время амплитуда волны неустойчивости увеличивается в e раз. Напр., при вынужденном комбинац. рассеянии света, к-рое возникает вследствие развития распадной неустойчивости, величина, обратная И. усиления, характеризует расстояние, на к-ром интенсивность света увеличивается в e раз. См. также *Неустойчивости плазмы*, *Вынужденное рассеяние света*. В. И. Оравский.

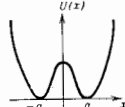
ИНСТАНТОП — особый вид колебаний вакуума, при к-ром в нём спонтанно возникает и гаснет сильное глюонное поле. Этот процесс, будучи квантовым явлением, не противоречит закону сохранения энергии в силу соотношения неопределённостей. Впервые И. были введены в работах [1—2].

Самая яркая отличит. черта И. — его топологич. нетривиальность. Это означает, что невозможно, сохраняя конечную величину действия на И., плавно деформировать его поле к нулю. И. является четырёхмерным «родственным» топологически нетривиальных объектов физики конденсированного состояния вещества, таких, как вихри в сверхтекучем гелии и сверхпроводниках, дислокации и дисципации в кристаллах и т. д. И. обязан своим существованием сильным нелинейным эффектам. Этим он напоминает гидродинамич. солитоны и вихри. Имеется, однако, и важное отличие: солитоны локализованы в пространстве, но бесконечно протяжёны во времени. Термин «И.» относится к процессу перестройки вакуума, занимающего конечное время. Тем самым инстантонное поле локализовано и в пространстве и во времени.

В квантовой теории любой процесс описывается суммой по всем возможным траекториям, осуществляющим переход. В классич. пределе из этой суммы выделяются траектории, являющиеся решением ур-ний классич. динамики. В тех случаях, когда данный переход классически невозможен, он происходит за счёт туннельного эффекта. И. являются туннельными переходами, происходящими в вакууме.

Простейшая ситуация, в к-рой появляются И., встречается в нерелятивистской квантовой механике. Пред-

ставим себе частицу, к-рая движется вдоль оси x в потенц. поле $U(x) = (\lambda/4)(x^2 - a^2)^2$ (x — координата частицы, λ — константа взаимодействия; рис.). Этот потенциал имеет минимумы в точках $x = \pm a$. Частица малой энергии, помещённая в точку $-a$, будет колебаться в основном в левой потенц. яме. Её переход в правую яму классически запрещён, но благодаря квантовым флуктуациям он может происходить. Этот переход, осуществляющийся с дефицитом энергии, формально может быть описан класс. траекторией, соединяющей точки $\pm a$, равновешившейся, однако, в миним. времени. Действие S вдоль такой траектории также миним., поэтому амплитуда перехода, к-рая, согласно квантовой механике, пропорциональна $\exp\{iS\}$, в квазиклассич. пределе много меньше единицы. Удобство такого описания состоит в том, что вместо огромного кол-ва возможных траекторий в вещественном времени, к-рые, деструктивно интерферируя, дают малую величину амплитуды перехода, достаточно рассмотреть одну классич. траекторию в миним. времени. (Этот аналогичает вычисление вещественных интегралов с помощью перехода в комплексную плоскость.) Классич. траектория определяется ф-лой



где $\tau = +it$, t — время. Самым важным проявлением этой траектории является спонтанное восстановление симметрии $x \rightarrow -x$. Под этим понимается следующее. Пусть в нач. момент времени частица находилась в левой яме. Если пользоваться стандартной теорией возмущений по величине λ , можно прийти к неверному выводу о том, что частица будет колебаться в левой яме, так что ср. значение её координаты \bar{x} отрицательно. Учёт инстантонной траектории качественно изменяет этот вывод. Благодаря туннельным переходам частица равномерно «размешивается» между ямами, и $\bar{x} = 0$. Время размешивания при малых λ экспоненциально велико.

В динамике глюонов имеются похожие явления. Глюонные поля $B_n(x)$ описываются матрицами алгебры цвета, $SU(3)$ (здесь x — точка пространства, $n=1, 2, 3$ — пространство, индекс). Рассмотрим две конфигурации поля, имеющие нулевую энергию:

$$B_n^{(1)}(x) = 0, \quad B_n^{(2)}(x) = g^{-1}(x) \frac{\partial g(x)}{\partial x_n}; \quad g(x) = 1,$$

где матрица 3×3 $g(x)$ принадлежит к группе $SU(3)$ и топологически (путём непрерывной деформации) не может быть превращена в единицу. Как показано в топологии, такие матрицы существуют и классифицируются целыми числами (т. н. характеристика, классы). И. — это классич. решение глюодинамики для минимого времени, соответствующее переходам между такими конфигурациями. Наличие инстантонных переходов приводит к размешиванию полей по всем возможным топологич. матрицам $g(x)$.

Для матем. описания И. используется формальный приём, приводящий к важной физ. аналогии. Т. к. распространение инстантонных флуктуаций происходит в миним. времени, исходное пространство-время Минковского (четырёхмерное пространство-время специальной теории относительности) становится математически эквивалентным евклидову пространству и задача в вакууме сводится к задаче классич. статистич. механики нек-рых четырёхмерных «частиц». Такие псевдочастицы могут быть разных типов; не все из них до конца изучены, однако учёт уже известных псевдочастиц — И. приводит к важным физ. явлениям. Напр., при введении кварков внутрь газа (или жидкости) из псевдочастиц (т. е. при рассмотрении кварков в вакууме) псевдочастицы скингут «кулоновское» глюонное поле кварков, сосредоточивая его в струнообраз-

ной области, что может привести к т. н. пленению кварков (см. *Уержение цвета, Квантовая хромодинамика*). Пока неясно, являются ли И. доминирующими псевдочастицами, но их существо. роль в сильно взаимодействии несомненна.

Взаимодействие И. с кварками посредством квантовых аномалий ренает т. п. $U(1)$ проблему квантовой хромодинамики [3].

Др. применение идеи И. находят в теории гравитации. Благодаря рождению гравитон. И. пространство приобретает сложную топологию, структуру (оказываются изрытым «кратовыми порами» и др. топологич. образованиями). Такая пространственно-временная «еяна» приводит к необычным следствиям (напр., к нарушению закона сохранения барионного числа) на расстояниях порядка *планковской длины* ($\sim 10^{-33}$ см) и должна играть важную роль в будущих попытках объединения всех фундам. взаимодействий, включая гравитационное.

Обзор по И. см. в [4].

Лит.: 1) Р о л ы а к о в А., Compact gauge fields and the infrared catastrophe, «Phys. Lett.», 1975, v. 59 B, p. 82; 2) В е л а ч е т н А. и др. Pseudoparticle solutions of the Yang-Mills equations, «Phys. Lett.», 1975, v. 59 B, p. 85; 3) 't H о f t Г., Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle, «Phys. Rev.», 1976, v. D 14, No 12, p. 3432; 4) Р а з д а р а ж а в Р., Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1985. А. М. Поляков.

ИНТЕГРАЛ СТОЛКНОВЕНИЙ — член в *кинетическом уравнении Больцмана*, равный изменению f при распределении частиц (или квазичастиц) за единицу времени в элементе фазового объёма вследствие столкновений между ними; его наз. также о п е р а т о р о м с т о л к н о в е н и й. И. с. равен (с обратным знаком) разности между числом частиц, покидающих элемент фазового объёма вследствие прямых столкновений, и числом частиц, попадающих в этот элемент. И. с. зависит от ф-ций распределения сталкивающихся частиц, являясь их функционалом, и от вероятности столкновения между частицами, выражаемой через дифференц. эффективное сечение столкновения.

Для газов, молекулы к-рых подчиняются классич. механике, вероятность столкновений при малой плотности пропорц. произведению ф-ций распределения сталкивающихся частиц и дифференц. эфф. сечению. В этом случае И. с. равен

$$I(f, f_1) = \int (f' f'_1 - f f_1) \sigma(v, \theta) d\Omega dv_1,$$

где $f=f(v, \mathbf{r}, t)$, $f_1=f(v_1, \mathbf{r}, t)$ — ф-ция распределения частиц со скоростями v , v_1 до столкновения, $f'=f(v', \mathbf{r}, t)$, $f'_1=f(v'_1, \mathbf{r}, t)$ — ф-ция распределения частиц со скоростями v' , v'_1 после столкновения, $\sigma(v, \theta)$ — дифференц. эфф. сечение рассеяния частиц в телесный угол $d\Omega$, u — модуль относ. скорости сталкивающихся частиц, θ — угол между относ. скоростью и линией центров. Для жёстких игольчатых сфер радиуса R : $\sigma = 4R^2 \cos \theta$.

Для Максвелла распределения И. с. равен нулю, $I(f_0, f_{10})=0$. Скорость изменения ср. значения к-л. величин $\langle \psi \rangle$ вследствие столкновений выражается через И. с. и равна

$$\left(\frac{\partial \langle \psi \rangle}{\partial t} \right)_{ст} = \frac{1}{n} \int \langle \psi \rangle I(f, f_1) dv,$$

откуда следует, что инварианты столкновения (или аддитивные инварианты столкновения), для к-рых $\psi(v) + \psi(v_1) = \psi(v') + \psi(v'_1)$, не меняются при столкновениях; $(\partial \langle \psi \rangle / \partial t)_{ст} = 0$. Этим свойством обладают масса, импульс и энергия частицы, что используется при решении кинетич. ур-ния.

В случае газов, молекулы к-рых подчиняются квантовой механике, вероятность столкновения зависит не только от произведения ф-ций распределения частиц до столкновения, но и от их ф-ций распределения после столкновения вследствие симметрии волновых ф-ций

сталкивающихся частиц. В этом случае И. с. содержит множитель $ff_1(1 \pm f')(1 \pm f)$ для прямых столкновений и $f'f_1(1 \pm f)(1 \pm f')$ — для приходящих частиц, где беззнаменатель соответствует знаку плюс, а формы-членам — минус. Дифференц. эфф. сечение в этом случае вычисляется по законам квантовой механики.

И. с. для электронов и фононов в металле содержит множитель $n(1-n')(1+N)-(1-n)N'$; n, n' — ф-ции распределения электронов до и после столкновения, N — ф-ция распределения фононов рёшетки. Кроме того, И. с. пропорц. квадрату матричного элемента взаимодействия между электронами и фононами, взаимодействие возникает вследствие нарушения периодичности рёшетки из-за движения её атомов. В И. с. для фононов в непрозрачном кристалле вероятности тройных столкновений пропорц. членам типа $NN'(1-N'')-N''(1-N)(1-N')$ и квадрату матричного элемента взаимодействия фононов вследствие ангармонизма рёшетки.

В системе зарядж. частиц И. с. имеет др. вид из-за медленного убывания кулоновского взаимодействия между частями, см., напр., *Кинематические уравнения для плазмы*.

Литт. см. при ст. *Кинематическое уравнение Больцмана*.

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА — раздел совр. оптики, изучающий процессы генерации, распространения и преобразования света в тонкоплёночных диэлектрич. волноводах, а также разработку принципов и методов создания на единой подложке (интеграция) оптич. и оптоэлектронных волноводных устройств (лазеров, модуляторов, дефлекторов, переключателей и т. д.).

Типы диэлектрических микроволноводов. Основой интегральных оптич. устройств являются планарные волноводы (тонкоплёночные и диффузные). Тонкоплёночные волноводы формируются в виде однородной диэлектрич. плёнки толщиной h порядка дли-

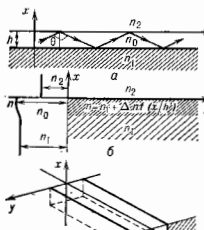


Рис. 1. Типы диэлектрических оптических микроволноводов: а — тонкоплёночный, б — диффузный, в — каналный.

ны световой волны λ , нанесённой на однородную диэлектрич. подложку с более низким показателем преломления (рис. 1, а). Диффузные (или градиентные) волноводы отличаются планарным распределением показателя преломления по сечению (рис. 1, б). В этих волноводах нет чётко выраженной границы между волноводным слоем и подложкой. Изготавливаются они обычно диффузной к.-л. примесью в подложку. Для передачи излучения по заданной траектории и связи между отд. элементами И. о. применяются также каналные (или подковыные) волноводы, ширина к-рых соизмерима с их толщиной (рис. 1, в).

Локализация света в волноводе обусловлена полным внутренним отражением на границных поверхностях, поэтому для осуществления волноводного режима необходимо, чтобы показатель преломления плёнки n_0 был больше показателей преломления подложки n_1 и среды над волноводом n_2 . Энергия в волноводе распространяется в виде волноводных мод, характер которых определят. распределением эл.-магн. поля по поперечному сечению и собственным значениям волнового вектора $k=2\pi n^* \lambda$. Параметр $n^*=n_0 \sin \theta$ (θ — угол падения луча на отражающую среду), определяющий фазовую скорость оптич. поверхностной волны,

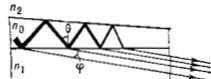
играет роль эфф. показателя преломления для данной волны. В диэлектрическом волноводе с заданными параметрами n_0, n_1, n_2 и h существует конечное число волноводных мод, определяемое дискретным рядом значений n_m ($m=1, 2, \dots, M$). Чем выше порядок m поверхностной волны, тем меньше эфф. показатель преломления и сильнее проникновение её за пределы тонкой плёнки в подложку. В тонкоплёночных волноводах определяющую роль играет волноводная дисперсия, т. е. зависимость n^* от относительной толщины плёнки kh . С уменьшением относительной толщины плёнки уменьшается n^* , приближаясь к своему ниж. пределу n_1 (обычно полагают, что $n_2 \leq n_1$). Соответственно этому пределу существует критич. толщина плёнки (или критич. длина волны света, критич. частота ω) для поверхностной волны m -го порядка. С увеличением m на единицу критич. толщина возрастает на $(\lambda/2)\sqrt{\frac{m^2-1}{n_2^2-n_1^2}}$. Используя плёнку соответствующей толщины, можно ограничить число волноводных мод диэлектрич. волновода желательным образом. При значениях h (или ω) меньше критического волноводный режим отсутствует.

Планарные линзы и призмы. Зависимость эфф. показателя преломления от толщины плёнки позволяет воздействовать на оптич. характеристики планарных волноводов и создавать интегрально-оптич. элементы преобразования светового потока (линзы, призмы) простым уменьшением или увеличением толщины волноводного слоя. Преломление лучей может происходить за счёт увеличения (или уменьшения) показатели преломления по сечению волновода к центру или к краям. В И. о. применяются также т. н. *годезические линзы*, к-рые работают за счёт прогиба волноводной плёнки в вертикальной плоскости. Траектории сфокусированных лучей в этой линзе совпадают с кратчайшими геодезич. линиями изогнутой поверхности.

Методы ввода и вывода излучения из оптических микроволноводов. Важным вопросом И. о. является преобразование лазерного луча в волноводные моды (ввод излучения в волновод) и наоборот (вывод его). Вводить в волновод излучение лазера можно, фокусируя его на торец или стыкуя непосредственно источник света (лазер, оптич. волокно) с волноводом. При этом эффективность ввода зависит от степени согласования возбуждающего излучения с волноводной модой.

Вывод излучения можно осуществлять через суживающийся край волноводного слоя (рис. 2). Если толщина волновода плавно уменьшается, то уменьшается и угол падения луча на отражающие стенки волновода, и когда он становится меньше критического, то оптическая волна будет излучаться в подложку под углом $\varphi = \arccos(n_1 \sin \theta / n_2)$. Поле волноводной моды будет соответственно затухать вдоль волновода. Возбуждение планарных волноводов можно осуществлять также через их поверхность туннельным и дифракц. методом.

Рис. 2. Вывод излучения через суживающийся край волновода.



При этом создаваемое на поверхности волновода поле должно быть согласовано по поляризации и синхронизовано по фазе с возбуждаемой волноводной модой, т. е. должно иметь определённую и приближённо равную kn_m составляющую волнового вектора вдоль волновода. Такой *фазовой синхронизм* осуществляется, напр., при туннельном вводе, когда поле проникает в волновод при полном внутр. отражении от основания призма, изготовленной из более плотного диэлектрич. материала ($n_2 > n_m$) и помещённой над поверхностью волновода на расстоянии d порядка длины волны света

(рис. 3). При этом угол между прямой и волноводом имеет значение преломления $n_2 < n_1$. Подбирая соответствующий угол падения вводимого луча θ_0 на основную призму и выполнив условие $n_2 \sin \theta_0 = n_1 m$, можно добиться его фазового согласования с одной из волноводных мод. Осуществляли таким способом туннельную связь на искр-ром участке волновода, вводит в него большую часть энергии падающей волны. Т. к. с накоплением световой энергии в возбуждаемой поверхностной волне усиливается её переизлучение обратно в призму, то существует оптимальная длина свя-

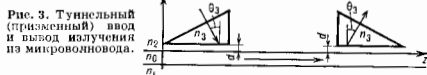


Рис. 3. Туннельный (призрачный) ввод и вывод излучения из микроволновода.

зи, отвечающая наиб. эффективному туннельному выводу излучения и зависящая от расстояния L между прямой и волноводом. Туннельный вывод осуществляется обычно при слабой связи, т. е. слабым проникновении поля поверхностной волны в выводную призму. Эти условия обеспечиваются при таком удалении призмы от оптич. волновода, что $\exp(-2kd\sqrt{n_1^2 - n_2^2}) \ll 1$. Поддерживая слабую связь на участке, во много раз превышающем λ и практически достаточном для полного излучения поверхности волны из волновода, получают на выходе из призмы широкий световой пучок с малой дифракционной расходимостью. Этот вывод излучения из волновода наз. также **призмным**.

При дифракционном вводе и выводе излучения из оптич. микроволновода используются фазовые дифракц. решётки на поверхности волновода или внутри его, к-рые или создают периоды, модулирующие показатели преломления в волноводной плёнке или представляют собой участки волновода с гофрированной поверхностью или подложкой. Заданная период дифракц. решётки Λ и подбирая угол падения возбуждающей волны, добиваются её связи с волноводной модой и осуществляют эфф. дифракц. вывод излучения из волновода (или ввода). При прохождении гофрированного участка волна $\psi(x) \exp i(\omega t - n^* k x)$ распадается на синусоидальную границу в суперпозиции плоских волн, имеющих проекции волноводных векторов на ось x , равные $k(n^* + mN)$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, а $N = \lambda/\Lambda$. При рассмотрении процессов излучения на слабогофрированном участке волновода можно пренебречь волнам с $|m| > 1$. В зависимости от величины проекции волнового вектора дифракц. волны на ось x существуют разл. варианты излучения из волновода (рис. 4). Если проекция волнового вектора такова, что $|n^* - N| < n_2$, то излучение происходит одновременно вверх и в ниж. среду, а если $n_1 > |n^* - N| > n_2$, излучение происходит только вниз — в подложку, причём угол распространения дифрагированной волны в среде с n_2 определяется выражением $n_2 \cos \varphi_m = n_1 n^* - N$.

Интегрально-оптические элементы. Частотные фильтры, модуляторы света, направленные ответвители, deflectоры и т.п. позволяют осуществлять разл. действия над распространяющимися в волноводе волнами: их канализацию, модуляцию и отклонение, излучение в пространство, генерацию (см. *Гетеролазер*) и т.п. Действия эти основаны на резонансом взаимном преобразовании волноводных мод в волноводе с пери-

одически промодулированной оптич. толщиной (т. е. при наличии фазовой дифракц. решётки) или в системе двух (и более) параллельно и близко расположенных (т. е. туннельно связанных) регулярных волноводов. Плавное изменение параметры оптич. связи вдоль волновода (расстояние d или глубину модуляции на гофрированном участке), можно существенно изменить распределение интенсивности в выходящем из волновода пучке.

Широко используемые в И. о. волноводные решётчатые структуры могут осуществлять не только дифракц. ввод и вывод излучения, но и преобразование мод, выполнять функции отражателей, частотных фильтров и т. п.

Если в гофрированном многомодовом волноводе для двух мод с номерами m и m_1 на периоде решётки укладываются целое число M полупериодов биений, т. е. выполняется условие $n_m^* - n_{m_1}^* = M\lambda/\Lambda$, то между этими модами возникает сфазированная связь, приводящая к интенсивной взаимной перекачке мощности излучения одной моды в другую. Т. е. участок такого волновода может служить преобразователем волноводных мод.

Волноводные решётчатые структуры используются также в качестве отражателей. Если поверхность оп-

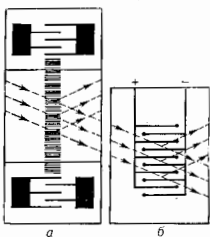


Рис. 5. Брэгговское отражение волны от периодической структуры.

тич. волна падает на участок гофрированного волновода под брэгговским углом к её штрихам (см. *Брэгга — Вульфа условие*), так что выполняется условие $\sin \theta_B = \lambda/2\Lambda n^*$, то указанная решётка отражает падающую волну под углом θ_B (рис. 5), если длина её $L > \Lambda^2/2\lambda$. В случае нормального падения на решётку, когда $\theta_B = \pi/2$, брэгговское отражение происходит при условии, что период гофра Λ равен целому числу волноводных полуволи: $\Lambda = M\lambda/2n^*$. Т. о., для решётки с определ. параметрами (L, Λ) брэгговское отражение происходит лишь для определ. длин волн (частот), т. е. имеет избират. характер. Ширина полосы частот $\Delta\omega$, в пределах к-рой наблюдается резонансное брэгговское отражение, характеризуется выражением: $\Delta\omega \sim 2\Delta h c/h\lambda^2$, где Δh — амплитуда гофра. Гофрированная периодическая структура может служить оптич. частотным фильтром с центром на брэгговских частотах, относит. полоса пропускания к-рого пропорц. отношению (Λ/L) . Совр. технологии позволяют получать плавиарные частотные фильтры с полосой пропускания менее 0,01 им.

Активные элементы И. о. Модуляторы, переключатели, сканеры используются

для управления параметрами лазерной волноводной моды (её амплитудой, фазой, поляризацей) и для её пространственного разделения (переклещивания) — дискретного или непрерывного. Принцип работы этих активных устройств основан на изменении показателя преломления материала микроволновода под действием электрич. или магн. поля или упругой деформации. Наиб. распространение в И. о. получили электроо-



дифракционная поверхность световой волны в плоскости волновода на решётке, возбуждаемой акустической волной (с) или электрическим полем, в системе встречных электродов (б).

тич. и акустооптич. устройства управления светом, в основу к-рых положена брэгговская дифракция на фазовых решётках, индуцируемых электрич. полем или акустич. поверхностными волнами (рис. 6).

Встречно-плотерная структура электродов, изготовленная на поверхности волновода, обладающего электрооптич. свойствами (см. *Показатель эффекта*), индуцирует фазовую решётку вида $\tilde{\lambda}(x, z) = n_1 + \Delta n(x) \cos(2\pi x/\Lambda)$, где Λ — период наведённой решётки, Δn — макс. изменение показателя преломления, $\zeta(x)$ — ф-ция распределения изменения индуцированного показателя преломления по глубине. Действие электрич. поля E на волновод длиной L приводит к сдвигу фазы на $\Delta\varphi = k \Delta n_m^* L$ у проходящей волноводной моды и модуляции её амплитуды пропорц. E (здесь Δn_m^* — амплитуда изменения эфф. показателя преломления $\Delta n_m \sim \sim n^2 E/2$, r — электрооптич. коэф.). Глубина модуляции излучения, прошедшего в первый максимум при брэгговской дифракции, зависит от фазового сдвига $\Delta\varphi$, наведённого электрич. полем, пропорц. $\sin^2(\Delta\varphi/2)$.

В акустооптич. модуляторах дифракция оптич. поверхностных волн осуществляется на фазовой решётке, создаваемой акустич. поверхностными волнами, возбуждаемыми перем. напряжением, приложенным к встречно-плотерному преобразователю. Ширина полос частот Δf , в пределах к-рой эффективно возбуждаются акустич. волны, обратно пропорц. длине встречно-плотерного преобразователя. Меняя частоту акустич. волн в пределах, ещё допускающих брэгговское отражение (от f_1 до f_2), можно менять угол отклонения светового луча в пределах $\Delta\theta \approx \lambda m v_s (f_2 - f_1)$, где v_s — скорость перемещения периодич. неоднородности показателя преломления, возбуждаемых акустич. волной. Этот принцип положен в основу создания широкополосных акустооптич. deflectоров. Вследствие *Доллера эффекта* частота света, дифрагируемого на акустич. решётке, смещается на величину, равную или чуть-чуть больше частоты акустич. волн. Это явление применяется для частотной модуляции света. Канальные волноводы используются в разл. функциональных узлах И. о., применяемых в качестве оконечных устройств волоконно-оптич. линий связи. Широко распространены управляемые направленные ответвители и модуляторы типа интерферометра Маха — Цендера (см. *Интерферометр Рожественского*).

Оптич. направленный ответвитель формируется из двух идентичных канальных волноводов, туннельно связанных, т. е. расположенных достаточно близко друг к другу, так что световая энергия перекачивается из одного в другой (рис. 7). Длина связи L , на к-рой осуществляется полная перекачка, определяется как $L = 2\lambda/\chi$, где

$$\chi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_1(y, z) \Delta n(y, z) \Psi_2(y, z) dy dz$$

коэф. связи, зависящий от степени перекрытия полей связанных мод Ψ_1 и Ψ_2 с профилем волноводов Δn . Обычно, когда волноводы идентичны, фазовый сдвиг $\Delta\varphi=0$. Однако, если к волноводам из электрооптич. материала приложить напряжение V , индуцирующее фазовую решетку, то это напряжение будет менять распределение световых потоков, распространяющихся в связанных волноводах. Так осуществляется амплитудная модуляция света. Активные устройства на связанных волноводах могут использоваться также в качестве оптич. переключателей.

Принцип действия электрооптич. модулятора типа интерферометра Маха — Цендера (рис. 8) состоит в следующем. Распространяющиеся по двум идентичным плечам интерферометра моды в зависимости от величины прикладываемого к электродам напряжения V могут интерферировать в месте соединения волноводов в фазе или в противофазе. В первом случае в месте со-

единения будет возбуждаться распространяющаяся к выходу модулятора осн. мода, в другом случае — счётная мода второго порядка, к-рая будет излучаться из волноводов в области их соединения. Относит. изменение интенсивности излучения на выходе интерферометрич. модулятора определяется соотношением

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0 + \Delta\varphi}{2} \right),$$

где $\Delta\varphi_0$ — разность фаз интерферирующих волн в отсутствие напряжения на электродах, $\Delta\varphi$ — индуцируемая электрич. полем фазовая расстройка. Смес.

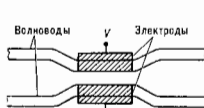


Рис. 7. Направленный ответвитель на основе туннельно связанных канальных волноводов.

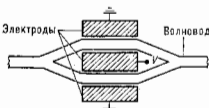


Рис. 8. Электрооптич. модулятор типа интерферометра Маха — Цендера.

структура электродов даёт возможность эффективно модулировать свет независимо от его поляризации, а режим бегущей волны позволяет расширить частотную полосу модулятора до $\geq 2 \cdot 10^{10}$ Гц. Это устройство используют для получения быстродействующих аналого-цифровых и цифрово-аналоговых преобразователей, датчиков эл.-магн. поля, темп-ры и т. д. При сравнении объёмных и интегрально-оптич. модуляторов и deflectоров оказывается, что потребляемая мощность, пропорц. объёму активной среды, у планарных на два-три порядка меньше, чем у объёмных.

Нелинейные оптические явления в оптич. микроволноводах возникают при больших значениях напряжённости электрич. поля даже при сравнительно небольшой мощности возбуждения. Т. к. толщина волноводной плёнки очень мала ($\sim \lambda$), то плотность световой энергии в оптич. микроволноводе достигает $10^8 - 10^9$ Вт/см² по всей длине взаимодействия даже от сравнительно маломощных газовых лазеров ($\sim 10^{-4} - 10^{-2}$ Вт). В оптич. волноводах возможен фазовый синхронизм взаимодействующих мод также за счёт волн в одной и той же среде. В объёмной оптике необходимый для эфф. нелинейного взаимодействия фазовый синхронизм воли разл. частот достигается лишь за счёт двойного лучепределения в кристаллах. В оптич. микроволноводах синхронизм может быть обеспечен при разных мод одной поляризации. Это позволяет использовать для нелинейных взаимодействий изотропные среды, обладающие большой нелинейной восприимчивостью. Кроме фазового синхронизма необходимым условием эфф. нелинейного преобразования в оптич. микроволноводах является достаточная величина интеграла перекачки полей взаимодействующих мод. Для нелинейных преобразований широко применяются титан-диффузные волноводы в виде лития, в к-рых наблюдались эфф. удвоение частоты, параметрич. генерация, суммарные гармоники и т. д.

Широко используется в И. о. генерация второй гармоники (см. *Взаимодействие световых волн*) для перевода ИК-излучения гетеролазера в видимое излучение. Процесс генерации второй гармоники можно представить как связь двух волноводных мод равных частот ω и значений волновых векторов k_{ω} с одной из мод частоты 2ω и значением волнового вектора $k_{2\omega}$. Условия синхронизма имеют вид:

$$\omega + \omega = 2\omega, \quad k_{\omega} + k_{\omega} = k_{2\omega}$$

или с учётом того, что $\lambda_{2\omega} = \lambda_{\omega}/2$,

$$\frac{2\pi n_{\omega}}{\lambda_{\omega}} + \frac{2\pi n_{\omega}}{\lambda_{\omega}} = \frac{2 \cdot 2\pi n_{2\omega}}{\lambda_{\omega}}$$

т. е. $n_{01} = n_{20}$. Это равенства можно добиться, если увеличить эфф. показатель преломления моды m , к-рое возникает на частоте 2ω вследствие волноводной дисперсии, компенсировав, сменив порядок моды или её тип (показать преломления уменьшится с увеличением порядка моды). Необходимость выполнения условия $n_{01} = n_{20}$ накладывает очень строгие ограничения на допустимые отклонения толщины волновода от оптимальной для условий синхронизма. Напр., для плёнки ZnS толщиной 0,314 мкм, выращенной на подложке ZnO, отклонение Δh составляет всего $\sim 0,006$ мкм (2%).

Технология И. о. Наиб. важным является получение волноводных слоёв и формирование требуемой геом. конфигурации планарных элементов. Первая задача решается либо нанесением на подложку плёнок из др. материала, либо увеличением показателя преломления поверхностных слоёв подложки путём радиал., хим., термич. и др. воздействий. Для нанесения плёнок используются методы термич. и катодного распыления. При создании монокристаллич. слоёв применяются разл. способы эпитаксиального выращивания. Повысить показатель преломления приповерхностного слоя, в т. ч. и в кристаллах, можно за счёт ионообменной диффузии, электродиффузии, имплантации ионов (см. *Ионная обменная диффузия*) и т. д. Широко распространены методы получения волноводных плёнок путём *термодиффузии* из насыщенной на подложку металл. плёнки.

Для формирования требуемой конфигурации отд. планарных элементов и составленных из них оптич. интегральных узлов применяется гл. обр. фотолитография. Для создания монокристаллич. схем И. о. используются полупроводниковые соединения АЗВУ и твёрдые растворы на их основе. Монокристаллы диэлектриков, так же как и шлоб и танталат лития, широко используются для изготовления разл. типов интегрально-оптических модуляторов, дефлекторов, переключателей, акустоопт. устройств обработки информации и т. д.

Лит.: Золотов Е. М., Киселев В. А., Сичугов В. А., Оптические явления в тонкоплёночных волноводах, «УФН», 1974, т. 112, с. 231; Гончаренко А. М., Редько В. П., Введение в интегральную оптику, Минск, 1975; Введение в интегральную оптику, пер. с англ., М., 1977; Дерягин и др. И., Интегральная оптика, М., 1978; Интегральная оптика, пер. с англ., М., 1978; Хэнсли и др. Р., Интегральная оптика. Теория и технология, пер. с англ., М., 1985; Свечников Г. С., Элементы интегральной оптики, М., 1987.

ИНТЕГРАЛЬНАЯ СХЕМА — твердотельное устройство, содержащее группу приборов и их соединения (связи), выполненное на единой пластине (подложке). В И. с. интегрируются пассивные элементы (ёмкости, сопротивления) и активные элементы, действие к-рых основано на разл. физ. явлениях. Внутр. связи И. с. преобразуют множество приборов в функциональное устройство для целей информатики, преобразования разл. видов энергии и робототехники. Создание первых полупроводниковых И. с. (1958—59) и начало их серийного выпуска (1960—61) определили рождение микроэлектроники.

Поскольку важнейшие И. с. формируются на монокристаллич. подложке, то электронное взаимодействие плотно упакованных микроприборов приводит к новым физ. явлениям. Развитие технологии И. с. позволило создать такие устройства, и к-рых электронное взаимодействие охватывает группы транзисторов (интегральная шпекциальная логика); приборы с зарядовой связью (ИЗС), где осуществляется передача эл.-статич. заряда в цепях из тысяч МДП-элементов (см. *МДП-структура*); приборы на *цилиндрических магнитных доменах*, где осуществляется передача магн. заряда, и т. д.

Типы И. с. Важнейшие И. с. — полупроводниковые, а среди них — кремниевые. Физ. и хим. свойства Si, его оксида и нитрида, а также разл. форм аморфного (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*) и поликристаллич. Si создают оптимальную основу для интегральной технологии. Простота хим. состава бес-

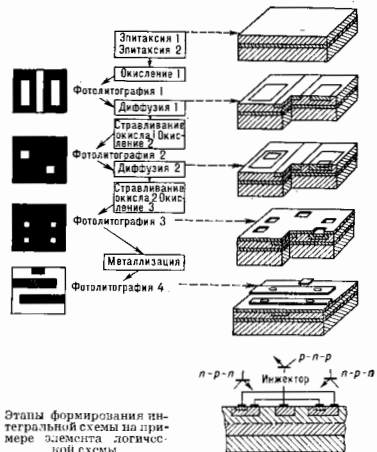
печивает стабильность и надёжность основанных на яём устройств. Свойства Si позволяют создавать разл. датчики, исполнительные микромеханизмы и др. полупроводниковые устройства с электронными информационно-управляющими системами.

Кроме Si полупроводниковые И. с. изготавливаются из GaAs и цек-рых др. полупроводников. Это повышает быстротействие И. с. (более высокая подвижность носителей заряда) и дополняет кремниевую электронику оптоэлектронными, в т. ч. лазерными, системами (см. *Оптоэлектроника*).

И. с. на переходах Джозефсона (см. *Джозефсона эффект*) позволяют создавать устройства, потребляющие мин. количество энергии на единицу перерабатываемой информации. Благодаря этому элементы могут быть более плотно упакованы, сокращается длина связей между ними, повышается быстротействие устройств. И. с. на пьезоэлектрич. кристаллах (см. *Поверхностные акустические волны*) обеспечивают возможность параллельной быстрой обработки и преобразования нек-рых видов сигналов. Однако ни один из перечисл. видов интегральных устройств не обладает универсальностью кремневых И. с.

И. с. интегрирует в одном кристалле не только множество идентичных приборов, но и приборы, действие к-рых основано на разл. принципах. Напр., И. с. для цифровой обработки данных могут содержать полевые и биполярные транзисторы, И. с. для управления различными объектами или анализа сигналов могут объединить электронные, оптоэлектронные, электрохимические, магнитные и др. микроприборы.

Планарная технология. Полупроводниковые И. с. формируются средствами планарной технологии. В математич. «планарность» означает геометрия, образ, к-рый можно нарисовать на плоскости без пересечения линий. Центр. идея планарной технологии состоит в том, что проект И. с. представляется в виде комплекта



Этапы формирования интегральной схемы на примере элемента логической схемы.

рисунков, к-рые затем последовательно неревероятно в кристалл с помощью различных физ.-хим. процессов (выращивание тонких плёнок металлов и полупроводников, их травление, введение легирующих примесей и т. н.). Планарная технология включает спец. методы проектирования И. с. в виде комплекта плоских рисунков, *микрофотографии*, к-рая позволяет осуществить

их неровное на подложку, и методы, обеспечивающие изменение структуры или состава подложки по этим рисункам (рис.).

С помощью планарной технологии можно одновременно формировать на подложке 10^3 — 10^6 элементов и осуществлять многостадийные процессы, а благодаря этому создавать И. с. со сложной структурой. Такими, напр., микропроцессор — центр. часть ЭВМ, выполненная в одной или нескольких И. с.; запоминающее устройство, содержащее св. 10^6 ячеек памяти, и т. д.

На одной подложке обычно формируется множество И. с. Затем она разделяется на отд. кристаллики — чипы (англ. chip — отбитый кусок). Чип — это И. с. без корпуса и выпес. выводов. Его масса 0,5—50 мг, объём 0,2—50 мм³. Т. о., на каждый мм³ чипа и на каждый мг его массы приходится 10^4 транзисторов. После установки чипа в корпус эти характеристики снижаются в сотни раз (из-за сравнительно больших габаритов и массы корпуса). Но чип может устанавливаться и без корпуса в аппаратуру и даже в организм человека (вживляемые кристаллы). С 80-х гг. интенсивно развивается технология твердотельных И. с. на целых пластинах.

Гибридная технология объединяет принципы планарной технологии, с помощью к-рой предварительно формируются микропровода, и пленочной технологии, средствами к-рой формируются пассивные элементы (сопротивления, конденсаторы, индуктивности) и сеть внутр. связей. В качестве подложки гибридной И. с., на к-рой устанавливаются бескорпусные чипы, используется диэлектрик, иногда металл или полупроводник, защищённый диэлектрич. слоем. Пленочная технология реализует принцип печатного монтажа в миниатюрном интегральном исполнении. Она расширяет диапазон параметров и повышает точность изготовления пассивных элементов. Поэтому она служит важным дополнением планарной технологии.

Степень интеграции. Важнейшая характеристика И. с. — степень интеграции, т. е. число активных элементов (для определённости — транзисторов) в одной И. с. По этому показателю И. с. классифицируются на малые (МИС), содержащие до 2^4 транзисторов, средние (СИС) — до 2^6 , большие (БИС) — до 2^8 и сверхбольшие (СБИС) — 2^{10} транзисторов. Для более высокой степени интеграции предложен термин «ультрабис». Но в действительности более сложные твердотельные структуры представляют не И. с., а интегральные системы.

Максимально возможная (при данном уровне технологии) степень интеграции определяется прежде всего мин. шириной линии рисунка И. с., ограниченной возможностью микролитографии. В совр. И. с. это 2—3 мкм, а в нек-рых И. с. достигается 1 мкм. В структурах, полученных с помощью офтофокусируемых электронных и ионных лучков, сформированы линии шириной до 2 мкм. Оптимальный предел 0,1—0,2 мкм. Для его реализации необходимы коротковолновая фотолитография, рентгенолитография, электронная и ионная микролитография.

Кроме ширины линии, существенна максимально возможная площадь чипа, к-рая определяется качеством подложки и совершенством планарной технологии. Важную роль играет обеспечение надёжности — резервирование, самодиагностика и саморемонт. Они позволяют создавать устройства на частично дефектных и не вполне надёжных элементах. Предельная степень интеграции пластины — системы порядка 10^6 .

Степень интеграции можно увеличить последовательным формированием в одной И. с. нек. активных слоёв (транзисторы в связи), разделённых диэлектрич. слоями. При этом для каждого активного слоя Si наносится в виде тонкой поликристаллич. плёнки и подвергается рекристаллизационному отжигу. Трёхмерная интеграция позволяет повысить степень интеграции ещё на 1—2 порядка.

Степень интеграции и функциональные возможности И. с. ограничены сложностью их внутр. организации и потребляемой мощностью. Планарный принцип синтеза ограничивает число внутр. связей между элементами И. с. Это ограничение влияет на архитектуру интегральных устройств. Напр., в едином устройстве можно осуществлять только простейшие системы. В более сложных случаях требуется иерархич. организация структуры (в случае ЭВМ — многопроцессорная система с распределённой памятью).

Локальная плотность потребляемой мощности, не смотря на низкое энергопотребление каждого транзистора, велика (иногда превышает плотность мощности на поверхности Солнца). Кроме того, при высоких плотностях тока из-за нестабильности тонкопленочных проводников происходит увеличение ионов металла электронами или электрическим полем. Наиб. экономичны И. с. на парах МОИ-транзисторов, почти не потребляющих мощности между циклами переключения, а также на МДП-транзисторах с двухслойным диэлектриком (металл — нитрид — оксид — полупроводник), с плавающим затвором и др., к-рые не потребляют мощности в режиме хранения информации.

Развитие интегральной электроники. Уже первые МИС изменили принцип проектирования радиоэлектронной аппаратуры, особенно ЭВМ. Вместо конструирования устройств, измерения характеристик приборов и их взаимного согласования синтез стал осуществляться на логич. уровне. Согласование характеристик транзисторов перешло к технологии. Поскольку И. с. (независимо от степени интеграции) стоят примерно столько же, сколько транзисторы домикросекундного периода, то стоимость ЭВМ снижается (в среднем) пропорц. степени интеграции.

Однако в МИС интеграция распространялась в основном на цифровые логич. схемы. Практически все МИС выполнялись на основе биполярных транзисторов (см. Транзистор). С переходом к БИС (80—70-е гг.) доминирующее место заняли полевые транзисторы с МДП-структурой. Они потребляют меньше энергии на каждый бит перерабатываемой информации и обладают более простой структурой, что позволило создать интегральные автономные устройства.

Переход от БИС к СБИС (2-я пол. 70-х гг.) привёл к созданию 8-, 16- и 32-разрядных микропроцессоров и И. с. с ёмкостью памяти 10^4 — 10^6 бит. Выпускаются также БИС и СБИС для управления автомобильными двигателями, телевизорами (неск. кристаллов заменяют всю низковольтную аппаратуру телеприёмника) и т. д. Интенсивно развиваются аналоговые и цифроаналоговые БИС и СБИС, а также интегральные схематикники СВЧ-диапазона. И. с. позволяют упростить и усовершенствовать и механич. системы (печатные устройства, швейные машины, фотоаппараты и др.), в к-рых большинство механич. узлов, выполняющих управленческие ф-ции, могут быть заменены на БИС или СБИС.

Проектирование самих И. с. стало осуществляться с помощью систем автоматич. проектирования (САПР), позволяющих формировать СБИС для конкретной задачи из базовых кристаллов, «библиотеку» стандартных элементов, а также спец. сети внутр. связей. Кроме того, СБИС дают возможность создавать персональные ЭВМ. СБИС — одновременно и почти готовое вычислит. устройство, и элемент микропроцессорной ЭВМ, позволяющей достичь производительности в 10^{10} — 10^{11} операций в 1 с и осуществлять моделирование физ. явлений.

Лит.: Дорфман В. Ф., Твердотельные интегральные структуры и их синтез, М., 1981; Мурог С., Системное проектирование сверхбольших интегральных схем, пер. с англ., т. 1—2, М., 1985; см. также лит. при ст. Микроэлектроника.

В. Ф. Дорфман

ИНТЕГРАЛЬНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — преобразовываемые вида

$$F(x) = \int_C K(x, t) f(t) dt,$$

где C — контур интегрирования в комплексной плоскости, $K(x, t)$ — ядро И. у., $f(t)$ и $F(x)$ — преобразуемая и трансформированная ф-ция. Нормы преобразуемой и трансформированной ф-ции связаны равенством Парсонаса (см. *Ортонормированная система векторов*). Ф-лы, восстанавливающие ф-цию $f(t)$ по заданной $F(x)$, наз. ф-лами обращения И. у. Наиб. употребительны и изучены интегральные преобразования спец. вида (*Лапласа преобразование, Меллина преобразование, Гильберта преобразование, Фурье преобразование* и др.), а также преобразования свёртки с ядром $K(x, t) = \bar{K}(x - t)$. В многомерных И. у. фигурируют ф-ции векторного аргумента и кратный интеграл по связанной области в пространстве аргументов (см. также *Работна преобразование*). Эти И. у. применяются в разл. задачах теоретич. и матем. физики, при решении линейных дифференц. ур-ний, нек-рых типов интегральных ур-ний.

Лит.: Диткин Г. А., Прудников А. П., *Интегральные преобразования и операционное исчисление*, 2 изд., М., 1974; Бейтмен Г., Эрдейи А., *Таблицы интегральных преобразований*, пер. с англ., т. 1—2, М., 1969—70; В э л д и м и р о в В. С., *Обобщенные функции в математической физике*, 2 изд., М., 1979; С. В. Молодой.

ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ — ур-ние, содержащее неизвестную ф-цию под знаком интеграла. Их принято разделять на две большие группы: линейные и нелинейные И. у.

Линейным И. у. наз. ур-ние вида

$$A(x)\varphi(x) - \int_D K(x, s)\varphi(s)ds = f(x), \quad x \in D, \quad (1)$$

где A, K, f — заданные ф-ции, φ — неизвестная ф-ция, D — область евклидова пространства. Ф-ция K наз. ядром И. у., ф-ция f — свободным членом. Интегрирование в (1) производится по всему объёму области D , D — элемент объёма. Если свободный член $f=0$, то ур-ние (1) наз. однородным, в противном случае — неоднородным. Кроме того, И. у. различают по типу. Если $A(x)=0$ в области D , то ур-ние (1) наз. И. у. 1-го рода; если $A(x) \neq 0$ для всех точек области D , — И. у. 2-го рода; если $A(x)$ обращается в нуль на нек-ром подмножестве области D , — И. у. 3-го рода.

Аналогично записывают систему линейных И. у., когда A, K — матрицы-функция, а f и φ — вектор-функции. И. у. появились в нач. 19 в., общая теория построена в кон. 19 — нач. 20 в. в работах В. Вольтерры (V. Volterra), Э. Фредгольма (E. Fredholm), Д. Гильберта (D. Hilbert) и Ж. Шмидта (E. Schmidt).

В одномерном случае на отрезке $[a, b]$ И. у. 1-го и 2-го рода записывают в виде

$$\int_a^b K(x, s)\varphi(s)ds = f(x), \quad (2)$$

$$\varphi(x) + \lambda \int_a^b K(x, s)\varphi(s)ds = f(x). \quad (3)$$

Число λ наз. параметром И. у. Налагая дополнит. ограничения на известные ф-ции И. у., в частности на ядро K , выделяют класс *Фредгольма уравнений*. Напр., к ур-ниям Фредгольма приводит свойство квадратичной интегрируемости ядра, свободного члена и явскойой ф-ции, т. е. $\int_a^b \int_a^b |K(x, s)|^2 dx ds < \infty$, $\int_a^b |f(x)|^2 dx < \infty$,

$\int_a^b |\varphi(x)|^2 dx < \infty$. Комплексное значение параметра λ , при к-ром ур-ние (3) с нулевым свободным членом ($f=0$) имеет решение, наз. характеристическим ядром K или И. у. Не нулевое решение ур-ния (3) при $f=0$ наз. характеристической или соб-

ственной функцией ядра K или И. у. принадлежат собств. числу λ . Если λ не является собств. значением ядра K , то его наз. и р а в л и ч н ы м (р е г у л я р н ы м) значением (числом) ядра K .

Если ядро $K(x, s)$ обращается в нуль при $x < s$ (т. е. ядро Вольтерры), то ур-ния (2), (3) переписываются в виде

$$\int_a^x K(x, s)\varphi(s)ds = f(x),$$

$$\varphi(x) + \lambda \int_a^x K(x, s)\varphi(s)ds = f(x)$$

и наз. *Вольтерры уравнениями* 1-го и 2-го рода соответственно.

И. у. Фредгольма 2-го рода

$$\varphi(x) + \lambda^k \int_a^b \bar{K}(x, s)\varphi(s)ds = g(x), \quad (4)$$

где $\bar{K}(x, s) = K^*(s, x)$ — эрмитово сопряженное ядро, * означает комплексное сопряжение, наз. с о б о з н а ч е н ы м к ур-нию (3). Для ур-ний Фредгольма с непрерывным ядром доказана совокупность теорем, дающих общие сведения о решениях. Из этих теорем следует, что множество собств. значений непрерывного ядра не более чем счётно и не имеет конечных предельных точек. (Непрерывные ядра Вольтерры вообще не имеют собств. чисел.) Кроме того, каждому собств. числу λ соответствует конечное число (наз. к р а т н о с т ь ю собств. значения) линейно независимых собств. ф-ций.

В терминах собств. чисел и собств. ф-ций результаты Фредгольма формулируют в след. форме. Пусть λ_k и $r_k \geq 1$ ($k=1, 2, \dots$) — собств. числа и соответств. этим собств. числам кратности. Если $\lambda \neq \lambda_k$, то И. у. (3) и (4) однозначно разрешимы при любых свободных членах. Если $\lambda = \lambda_k$, то однородные И. у., соответствующие ур-ниям (3) и (4), имеют одинаковое (конечное) число r_k линейно независимых решений; собств. ф-ций $\varphi_k, \varphi_{k+1}, \dots, \varphi_{k+r_k-1}$ ядра \bar{K} и собств. ф-ций $\varphi_k, \varphi_{k+1}, \dots, \varphi_{k+r_k-1}$ ядра K , соответствующих собств. значениям λ_k и λ_k^* . Если $\lambda = \lambda_k$, то для разрешимости ур-ния (3) необходимо и достаточно, чтобы $(f, \varphi_{k+i}) = 0$, $i=0, 1, \dots, r_k-1$. При достаточно малых λ решение ур-ния Фредгольма можно найти методом последоват. приближений, решение записывают в виде ряда Неймана.

Результаты Фредгольма распространяются на И. у. с являющимся ядром $K(x, s) = L(x, s)|x-s|^{-\alpha}$, где $L(x, s)$ — непрерывное ядро, $\alpha < 1$.

Ядро $K(x, s)$ И. у. наз. в ы р о ж д е н н ы м, если оно представимо в виде суммы: $K(x, s) = \sum_{n=1}^m x_n(x)\vartheta_n(s)$. В этом случае И. у. Фредгольма 2-го рода сводится к системе линейных алгебраич. ур-ний для m неизвестных.

Для И. у. с неспещ. симметричным ядром $K(x, s) = \bar{K}(s, x)$ сириведлива теория Гильберта — Шмидта. При $f=0$ ур-ние (3) имеет, по крайней мере, одно собств. число, собств. числа действительны; каждая пара собств. ф-ций $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$, соответствующих разл. собств. числам $\lambda_1 \neq \lambda_2$, ортогональна, т. е.

$$\int_a^b \varphi_1(x)\varphi_2(x)dx = 0;$$

ввиду действительности ядра можно выбирать и действит. собств. ф-ции; в каждом конечном интервале осей λ находится конечное число собств. чисел, каждому собств. числу λ_k соответствует конечное число r_k линейно независимых собств. ф-ций. Множество всех собств. чисел ур-ния (3) наз. с п е к т р о м этого ур-ния.

Собств. ф-ции и собств. числа можно расположить в виде последовательностей $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_m, \dots$; $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_m, \dots$ в порядке возрастания абс. величин собств. чисел $|\lambda_k| \leq |\lambda_{k+1}|$. Собств. число λ_k повторяется в последовательности r_k раз, последовательность $\{\varphi_m\}$ можно выбрать ортонормированной. Ядро можно разложить по системе собств. ф-ций $\{\varphi_m\}$ ядра $K(x, s)$ в билинейный ряд

$$K(x, s) = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k^{-1} \varphi_k(x) \varphi_k(s).$$

Для решения неоднородного ур-ния (3) имеются след. теоремы: если λ не совпадает ни с одним собств. числом ядра K , то ур-ние (3) имеет единств. решение φ , к-рое дается ф-лой

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} (\lambda_k - \lambda)^{-1} f_k \varphi_k(x), \quad (5)$$

где λ_k — собств. число, $f_k = \int_a^b f(s) \varphi_k(s) ds$ — коэф. Фурье ф-ции f относительно ортонормиров. системы собств. ф-ций $\{\varphi_k\}$; если же λ совпадает с одним из собств. чисел, напр. $\lambda = \lambda_k$, ранга r_k , то ур-ние (3) разрешимо лишь в том случае, если выполняются r_k условий:

$$f_m = \int_a^b f(s) \varphi_{m+k}(s) ds = 0, \quad m = 0, 1, \dots, r_k - 1,$$

т. е. если ф-ция f ортогональна собств. ф-циям φ_m , принадлежащим собств. числу λ_k . В этом случае ур-ние (3) имеет бесконечно много решений, к-рые содержат r_k произвольных постоянных и выражаются ф-лой

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda_k \sum_{j=1}^{\infty} (\lambda_j - \lambda_k)^{-1} f_j \psi_j + \sum_{i=0}^{r_k-1} c_i \varphi_i(x), \quad (6)$$

$\lambda_k \neq \lambda_j$, где $c_0, c_1, \dots, c_{r_k-1}$ — произвольные постоянные. Для выр-дк. ядер (не обязательно симметричных)

$K(x, s) = \sum_{k=1}^m a_k(x) b_k(s)$, ряды (5), (6) содержат лишь конечное число членов. Ф-лы (5), (6) наз. **формулами Шмидта**.

Теорию Гильберта—Шмидта можно распространить с нек-рых изменений и на комплекснозначные ф-ции. Аналогом симметричного ядра становится эрмитово ядро $K(x, s) = K^*(s, x)$. Существует также обобщение этой теории на случай полярного ядра $K(x, s) = L(x, s)|x-s|^{-\alpha}$, где $L(x, s)$ — неэрмитово ядро, $\alpha < 1$. **Краевые задачи** и задачи на собств. значения для эрмитовых дифференц. операторов сводятся к И. у. с симметричными ядрами. Поэтому теория Гильберта—Шмидта важна для квантовой механики, она позволяет исследовать спектры разл. операторов, используется в теории рассеяния, даёт возможность найти решения ур-ния Шрёдингера для нек-рых потенциалов.

При решении И. у., ядро к-рых зависит от разности аргументов (И. у. типа свертки), эффективным оказывается применение **интегральных преобразований** (Фурье или Лапласа) и основного на них **Винера—Хопфа метода**. Для И. у. вида $\varphi(x) - \int_0^{\infty} K(x, s) \varphi(s) s^{-1} ds = f(x)$

удобно применять **Меллина преобразование**. Во всех указанных случаях И. у. приводится к алгебраич. ур-нию, а решение фактически сводится к задаче обращения интегрального преобразования.

Для И. у. 1-го рода вент общей теории, однако в нек-рых частных случаях их решение может быть найдено, напр. ур-ния Вольтерры 1-го рода удаётся свести к ур-ниям Вольтерры 2-го рода.

Линейные И. у. с ядрами, не являющимися ядрами Фредгольма, наз. **сингулярными интегральными уравнениями**. В этом случае теория Гильберта—Шмидта, вообще говоря, не применима. Однако для нек-рых конкретных классов сингулярных ур-ний удаётся получить важные общие результаты (см., напр., **Гильберта преобразование**).

И. у., содержащие неизвестную ф-цию нелинейно, наз. **нелинейными интегральными уравнениями**. Для нек-рых типов нелинейных И. у. разработана достаточно полная теория. Исследовано ветвление решений нелинейных И. у.: найдена зависимость решения от параметров И. у., получены значения параметров, при к-рых решение разветвляется, найдено число ветвей и представление каждой ветви как ф-ции параметров. Важность И. у. для матем. физики определяется тем, что крайние задачи и задачи на собств. значения для дифференц. ур-ний можно свести при помощи **Грина функций** к И. у.

Лит.: Мусхелишвили Н. И., Сингулярные интегральные уравнения, 3 изд., М., 1968; Трикоми Ф., Интегральные уравнения, пер. с англ., М., 1960; Владимирцов В. С., Уравнения математической физики, 3 изд., М., 1988; Интегральные уравнения, М., 1968; Вайнберг М. М., Трикоми В. А., Теория ветвления решений нелинейных уравнений, М., 1969. С. В. Молодцов.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ — неск. связанных между собой спец. ф-ций, родственных ф-ций второго рода $Q_0(z)$, определяемых с помощью интегралов от элементарных ф-ций (интегральные экспоненты, синус, косинус и логарифм, интегралы вероятности и Френеля). Впервые введены Л. Эйлером (L. Euler) в 1768. В общем виде И. ф. можно получить, рассматривая дифференц. ур-ние гипергеом. типа

$$\sigma(z) y'' + \tau(z) y' + \lambda y = 0, \quad (1)$$

где $\sigma(z)$ и $\tau(z)$ — полиномы не выше 2-й и 1-й степени. При $\lambda = \lambda_n = -n\tau' - n(n-1)\sigma'/2$, ($n=0, 1, \dots$) ур-ние (1) имеет решения в виде полиномов n -й степени:

$$y = y_n(z) = \frac{B_n}{\rho(z)} \frac{d^n}{dz^n} [\sigma^n(z) \rho(z)],$$

к-рые ортогональны с весом $\rho(z)$ на нек-ром интервале (a, b) . Здесь B_n — нормированная постоянная, ф-ция $\rho(z)$ удовлетворяет ур-нию $(\sigma\rho)' = \tau\rho$. Полиномы $y_n(z)$ сводятся к классич. **ортogonalным полиномам** (полиномам Якоби, Лагерра и Эрмита).

Вторым линейно независимым решением ур-ния (1) при $\lambda = \lambda_n$ являются ф-ции 2-го рода

$$Q_n(z) = \frac{1}{\rho(z)} \int_a^b \frac{y_n(s) \rho(s) ds}{s-z} = y_n(z) Q_0(z) / B_0 + q_{n-1}(z) / \rho(z),$$

где

$$Q_0(z) = \frac{B_0}{\rho(z)} \int_a^b \frac{\rho(s) ds}{s-z},$$

$$q_{n-1}(z) = \int_a^b \frac{y_n(s) - y_n(z)}{s-z} \rho(s) ds -$$

полином степени $n-1$.

С ф-циями 2-го рода $Q_0(z)$ связаны И. ф. Ф-ция $Q_0(z)$ для полиномов Якоби сводится к элементарной бета-ф-ции $B_2(p, q)$, для полиномов Лагерра — к элементарной гамма-ф-ции $\Gamma(a, z)$, для полиномов Эрмита — к интегралу вероятности $\Phi(z)$.

Ф-ции $B_z(p, q)$, $\Gamma(a, z)$, $\Phi(z)$ определяются след. образом:

$$B_z(p, q) = \int_0^z t^{p-1} (1-t)^{q-1} dt,$$

$$\Gamma(a, z) = \int_z^\infty e^{-t} t^{a-1} dt,$$

$$\Phi(z) = \frac{2}{V\pi} \int_0^z e^{-t^2} dt.$$

Неполную гамма-функцию $\Gamma(a, z)$ при $a=0, -1, -2, \dots$, можно выразить через интегральные экспоненты

$$E_m(z) = \int_1^\infty t^{-m} e^{-zt} dt \quad (\operatorname{Re} z > 0, m=0, 1, \dots),$$

для к-рых справедливы рекуррентное соотношение и Ф-ла дифференцирования:

$$E_m(z) = [e^{-z} - zE_{m-1}(z)]/(m-1), \quad E_m'(z) = -E_{m-1}(z),$$

разложение в ряд:

$$E_1(z) = -C - \ln z + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k-1} z^k/k!$$

($C=0,5772$ — постоянная Эйлера) и асимптотич. представление:

$$E_m(z) \sim \frac{e^{-z}}{z} \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k}{z^k} \frac{\Gamma(m+k)}{\Gamma(m)},$$

где $\Gamma(n)$ — гамма-функция.

Наряду с $E_1(z)$ употребляются родственные ей и интегральная показательная функция $Ei(z)$, связанная с $E_1(z)$ соотношением $E_1(z) = -Ei(-z)$, и Ф-ция

$$Si(z) = \int_0^z \frac{\sin s}{s} ds, \quad Ci(z) = \int_\infty^z \frac{\cos s}{s} ds,$$

к-рые наз. интегральным синусом и интегральным косинусом. При $z > 0$

$$Ci(z) = [E_1(iz) + E_1(-iz)]/2,$$

$$Si(z) = \pi/2 + [E_1(iz) - E_1(-iz)]/2i,$$

справедливы разложения в степенные ряды:

$$Si(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k z^{2k+1}}{(2k+1)!(2k+1)}, \quad (2)$$

$$Ci(z) = C + \ln z + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k z^{2k}}{(2k)! 2k} \quad (3)$$

и асимптотич. представления:

$$Si(z) = \frac{\pi}{2} - \frac{\cos z}{z} P(z) - \frac{\sin z}{z} Q(z),$$

$$Ci(z) = \frac{\sin z}{z} P(z) - \frac{\cos z}{z} Q(z),$$

где

$$P(z) = \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k (2k)!}{z^{2k}}, \quad Q(z) = \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k (2k+1)!}{z^{2k+1}}.$$

Ряд (2) определяет интегральный синус как однозначную аналитич. Ф-цию во всей комплексной плоскости z , а ряд (3) определяет интегральный косинус как одно-

значную аналитич. Ф-цию в комплексной плоскости z с разрезом вдоль отрицат. действительной полуоси, причём $Ci(x \pm i0) = Ci(-x) \pm i\pi$.

Интегральный логарифм, определённый для $z > 0$ Ф-лой

$$li(z) = \int_0^z \frac{dt}{\ln t}$$

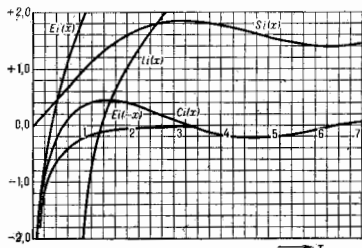
(при $z > 1$ следует использовать гл. значение интеграла), связан с Ф-цией $Ei(z)$ соотношением

$$li(z) = Ei(\ln z).$$

Ряд

$$li(z) = C + \ln(-\ln z) + \sum_{k=1}^{\infty} (\ln z)^k/k!$$

определяет Ф-цию $li(z)$ как однозначную аналитич.



Ф-цию в комплексной плоскости z с разрезом вдоль действит. оси для $z < 0$ и $z > 1$, причём

$$li(x \pm i0) = li(x) \mp \pi i, \quad x > 1.$$

При $x \rightarrow 0$ $li(x) \sim x \ln^{-1}(x^{-1})$.

Интеграл вероятности (интеграл ошибок) $\Phi(z)$ можно разложить в степенной ряд:

$$\Phi(z) = \frac{2}{V\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k z^{2k+1}}{k!(2k+1)},$$

это целая Ф-ция комплексной переменной z . Асимптотич. представление

$$\Phi(z) \sim 1 - \frac{e^{-z^2}}{zV\pi} \left[1 + \sum_{k=1}^n \frac{(-1)^k}{k!} \frac{1 \cdot 3 \cdot \dots \cdot (2k-1)}{2^k z^{2k}} \right]$$

справедливо при $z \rightarrow \infty$, $\operatorname{Re} z > 0$. С интегралом вероятности тесно связаны Френеля интегралы

$$S(z) = \int_0^z dt \sin(\pi t^2/2), \quad C(z) = \int_0^z dt \cos(\pi t^2/2),$$

при $z > 0$ имеем

$$C(z) \pm iS(z) = \frac{1 \pm i}{2} \Phi\left(\frac{1 \mp i}{2} zV\pi\right).$$

Графики функций $Ei(x)$, $li(x)$, $Si(x)$, $Ci(x)$ приведены на рис.

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1974; Ивни и Фурье А. Ф., Узаров Н. В., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; А. Ф. Дикиборгов.

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ОПЕРАТОР — обобщение понятия матрицы на бесконечно-мерный случай. Матрица K_{ij} отображает векторы x_i из векторного пространства X в векторы $y_i = K_j/x_j$ пространства Y . Простейший линейный И. о. определяется равенством $y(t) = \int_S K(t, s)x(s)ds$, в отображает Ф-ции $x(s)$ из функционального

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Лит.: Владимирова В. С., *Уравнения математической физики*, 5 изд., М., 1988; *Интегральные уравнения*, М., 1988; Рихтер Гайер Р., *Принципы современной математической физики*, пер. с англ., М., 1982. С. В. Молодые.

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

$$U_{вх}(t) = K \int U_{вх}(t) dt.$$

Рис. 1. Интегратор на операционном усилителе.

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

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

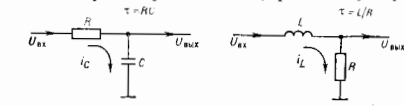


Рис. 2. Интегрирующие цепи: а — RC; б — RL.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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