

другом через поле излучения. В результате атомы, находящиеся в макроскопически большом объёме, излучают когерентно. Поскольку полная энергия, излучаемая коллективом атомов, равна $N\hbar\omega_0$ (ω_0 — частота перехода), то интенсивность излучения $I \propto N\hbar\omega_0^2 \tau \propto N^2$. В случае же обычного спонтанного излучения, когда атомы распадаются независимо друг от друга со временем спонтанного распада T_1 , не зависящим от числа излучателей, интенсивность $I \propto N\hbar\omega_0^2 \tau \propto N$.

С ансамбля излучателей обуславливается воздействием поля, испущенного одним из осцилляторов, на все остальные излучатели ансамбля. Именно это воздействие способно привести к когерентизации процесса испускания излучения ансамблем осцилляторов. Эфф. самонаведение корреляций между дипольными моментами осцилляторов возможно лишь в том случае, когда время этого процесса t_0 меньше времени релаксации дипольного момента атома T_2 , а также меньше T_1 (обычно $T_2 < T_1$). Таким образом, С. представляет собой нестационарный процесс, протекающий за время, меньше T_1 и T_2 . Установление корреляций между излучателями происходит самопроизвольно в процессе излучения, этим С. отличается принципиально от нестационарных когерентных процессов, обусловленных внеш. когерентной накачкой, таких, как самоиндуцированная прозрачность, фотонное эхо и др.

По характеристикам и условиям наблюдения С. отличается и от обычного спонтанного излучения, и от стимулированного излучения. Это отличие можно рассмотреть на примере типичного эксперимента по наблюдению С. (рис. 1, б). Внутри макроскопически большого, вытянутого и открытого с обеих концов цилиндра длиной L и площадью основания S ($L \gg \sqrt{S}$, $V = LS$,

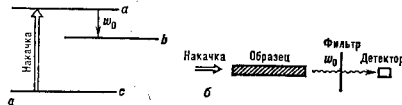


Рис. 1. Схема рабочих уровней (а) и экспериментальной установки (б) в типичном эксперименте по наблюдению сверхизлучения.

$\lambda = N/V$) находится N двухуровневых атомов. Сначала атомы переводятся в верх. состояние (рис. 1, а) достаточн. коротким ($\tau_{\text{н}} < T_1$) импульсом накачки так, чтобы состояние системы было некогерентным (т. е. корреляции между дипольными моментами отсутствуют). Затем начинается свободный распад системы инвертиров. атомов, характер к-рого зависит от соотношения вре-

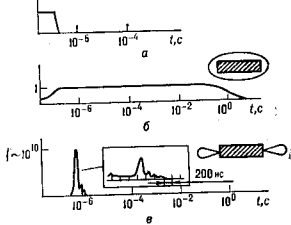


Рис. 2. Сравнение сверхизлучения и некогерентного спонтанного распада: а — импульс накачки, инвертирующий рабочий период; б — интенсивность излучения в случае некогерентного спонтанного распада ($T_1 \sim 1$ с); в — наблюдаемый остронаправленный сигнал сверхизлучения (газ НФ), пиковая интенсивность сигнала сверхизлучения примерно в 10^{10} раз превосходит интенсивность спонтанного распада.

менных параметров: T_1 , T_2 , $\tau_{\text{н}}$, а также $\tau = L/c$ — времени полёта фотона через среду. Если плотность атомов настолько мала, что $T_1 < \tau_{\text{н}}$, то каждый атом распадается независимо от других и система излучает спонтанно и изотропно по всем направлениям с характерным временем T_1 (рис. 2, в).

Если же выполняется условие

$$\tau < \tau_{\text{н}} < T_2, T_1,$$

то наблюдается С. Правое неравенство означает, что коллективные процессы протекают быстрее, чем релаксационные процессы в каждом атоме. Левое неравенство означает, что фотоны нежатко объём за время, меньше времени наведения межатомных корреляций, так что стимулированные процессы во время развития С. можно пренебречь. При выполнении этих условий система N атомов излучает импульс S , пиковая интенсивность к-рого на век. порядков превосходит интенсивность спонтанного излучения, причём осн. часть излучения направлена вдоль набв. вытянутости объёма (рис. 2, в). При $\tau \sim \tau_{\text{н}}$ часть излучённой энергии снова запытаётся в атомную подсистему и излучение формируется в виде последовательности импульсов с уменьшающимися амплитудами (рис. 2, в) — осцилляторный режим S_1 .

Важной характеристикой С. является время задержки импульса t_0 , определяемое по моменту наблюдения максимумов импульса, к-рое примерно на порядок превосходит длительность самого импульса — С. ($t_0 \sim \tau_{\text{н}}/N$). Такая задержка импульса С. объясняется тем, что процесс распада начинается с начального спонтанного излучения, и лишь благодаря взаимодействию атомов через поле излучения в системе происходит нарастание корреляций дипольных моментов атомов, к-рые достигают макс. значения как раз в момент t_0 .

В случае $T_2 < \tau < t_0$ наблюдается режим усиления спонтанного излучения. Левое неравенство означает, что поляризация быстро подстраивается под поле, а правое — то, что фотоны остаются внутри среды на время τ , достаточное для лавинообразного нарастания стимулир. излучения (протекающего за время $\tau_{\text{н}}$). В литературе процесс усиления спонтанного излучения наз. также часто *сверхампифициацией*. С. отличается от него тем, что в формировании С. вынужденные переходы атомов практически не играют роли.

Эффект С. имеет как общефиз., так и прикладное значение. С физ. точки зрения эффект С. является примером кооперативного поведения системы N частиц, взаимодействующих с ал.-магн. полем. Вопросы о формировании скоррелиров. состояний в такой системе, выяснение роли геометрии среды в формировании пространственной когерентности и влияния формы на скорость указанных процессов представляют общий интерес. С прикладной точки зрения эффект С. имеет значение как один из методов получения когерентного излучения в беззеркальных системах. Особенно это важно для ИВ-диапазона (рентгеновского и гамма-излучения), где трудно надеяться на получение высокоотражающих зеркал. Теоретич. оценки показывают, что С. может оказаться возможным механизмом генерации когерентного излучения в оптич. диапазонах.

Лит.: 1) D. S. Klock и R. H. Coherent in spontaneous radiation processes, «Phys. Rev.», 1954, т. 93, р. 99; 2) А. Н. Дрессев, А. В. Оптическое сверхизлучение: новые идеи и новые эксперименты, «УФН», 1990, т. 160, в. 12, с. 1; 3) А. Н. Дрессев, А. В. Жемляжко и В. И. Козыревский, Ю. А. Кооперативные явления в оптике. Сверхизлучение. Выстабильность. Фазовые переходы, М., 1988; 4) Кооперативное излучение и статистика фотонов, Л., 1986.

А. В. Андреев.
СВЕРХИНЖЕКЦИЯ — явление, возникающее при инжекции носовосновных носителей заряда в *гетероперезод*, заключёющиеся в превышении концентрации носовосновных носителей в материале, в к-рый происходит инжекция, по сравнению с концентрацией носителей в эматте-

ре. С. электронов может наблюдаться при инжекции из материала с меньшим средством к электрону в материале с большим средством. Механизм С. иллюстрируется зонной картиной $p-n$ -перехода в системе GaAs — GaAlAs. На рис. 1 (а) изображена зонная схема гетероперехода p -GaAs — n -GaAlAs в состоянии равновесия, на рис. 1 (б) — при приложении напряже-

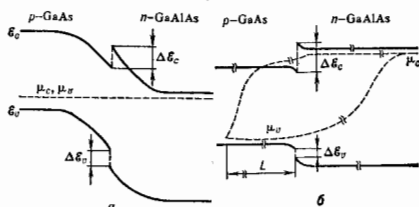


Рис. 1. Зонная схема гетероперехода p -GaAs, n -GaAlAs: а — в состоянии равновесия; б — при приложении напряжения в прямом направлении.

ния в пропускном направлении. Изображены линии, отвечающие положению краёв зон (E_c и E_v) и положению квазиуровней Ферми (μ_c и μ_v); ΔE_c и ΔE_v — разрывы зон. Условия квазиравновесия отвечают постоянству квазиуровней Ферми в слое пространственного заряда, поэтому если условия квазиравновесия выполняются, то концентрация электронов в узкозонном GaAs оказывается больше, чем в эмиттере на GaAlAs. Для невырожденных носителей заряда макс. величина коэф. С. χ (отношение концентрации инжектиров. носителей к их концентрации в эмиттере) может быть оценена как $\exp(\Delta E_c/kT)$. В рамках диффузионной теории макс. значение χ с учётом падения квазиуровней Ферми равно отношению диффузионной длины и длины Дебая L/d . При инжекции в двойной гетероструктуре, в k -рой тонкий слой узкозонного материала заключён между широкозонными эмиттерами (рис. 2), в выражении для максимального χ появляется дополнит.

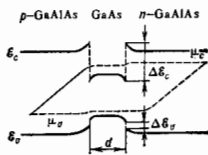


Рис. 2. Двойная гетероструктура в режиме сверхлюминесценции.

множитель L/d , где d — толщина узкозонного слоя, в k -ром происходит рекомбинация. С. может наблюдаться и в плавных гетеропереходах, в k -рых параметры материала непрерывно изменяются с координатой. Гетеропереход может считаться резким, если изменение таких параметров, как ширина запрещённой зоны, средство к электрону на величину порядка kT , происходит на расстояниях, меньших длины Дебая, в противном случае в выражении для χ дебаевская длина заменяется на характерную полевую длину, совпадающую с расстоянием, на k -ром ширина запрещённой зоны меняется на величину kT . Поскольку, как правило, дебаевская длина много меньше диффузионной длины, величина χ может достигать в реальных гетеропереходах, как плавных, так и резких, весьма больших значений. С. широко используется в гетеротранзисторах и гетеролазерах. В гетеротранзисторах за счёт С. обеспечивается односторонняя инжекция носителей в базу. В гетеролазерах С. позволяет ис-

пользовать в качестве эмиттеров относительно слабо легированные слои с низкими оптич. потерями, что способствует снижению порогового тока гетеролазера и повышению дифференц. квазатовой эффективности.

Лит.: А л ф е р о в Ж. И., К а з а р и н о в Р. Ф., Х а л ф и н И. С. Об одной особенности инжекции в гетероструктурах «ФТТ», 1966, т. 8, № 10, с. 3102; А л ф е р о в Ж. И. и др., Инжекционные свойства гетеропереходов n -Al_{0.3}Ga_{0.7}As — p -GaAs, «ФТТ», 1968, т. 2, в. 7, с. 1016; К а з а р и н о в Р. Ф., О предельном снижении пороговой плотности тока инжекционных лазеров с двойной гетероструктурой, «ФТН», 1973, в. 4, с. 763; К а з а р и н о в Р. Ф., С у р и с Р. А., Свершинамские посетители в варьированной p -структуре, «ФТН», 1975, т. 9, в. 1, с. 12; Б е л и с с е в П. П., Изменения в физике инжекционных лазеров, М., 1983; К о г о л ь к о в В. И., Electric and photoelectric properties of heterostructures, в кн.: Semiconductor heterostructures. Physical processes and applications, Moscow, 1989, в. 5, с. 15—17.

СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ (суперлюминесценция) — излучение активной среды, в k -рой создана инверсия населённости уровней энергии без обратной связи. С. наблюдается в активной среде лазера до достижения порога генерации или в направлении, для k -рых усиление на проход меньше потерь. С. отличается от люминесценции суженным спектром и диаграммой направленности, имеющей максимум в направлении макс. длин пути в усиливающей среде; от лазерного излучения — отсутствием модовой структуры, меньшей направленности и более широким спектром. Явление С. играет вредную роль в многокаскадных лазерных усилителях, т. к. снижает степень инверсии населённости. Для уменьшения С. между каскадами применяют оптич. развязки. В безрезонаторных однопорочных лазерах с большим коэф. усиления, имеющих длину, много большую поперечных размеров активной среды, С. выступает в качестве лазерного излучения. Схемы таких лазеров обсуждаются как один из возможных путей осуществления релаксационных и гамма-лазеров.

СВЕРХНИЗКОЧАСТОТНЫЕ РАДИОВОЛНЫ — электромагнитные волны, диапазон частот k -рых по сравнению с радиолучем радиосвязи охватывает область от 30 до 300 Гц (длина волн от 10 до 1 Мв). Распространение радиоволн сверхнизкочастотного (СНЧ) диапазона происходит в волноводном канале, ограниченном поверхностью Земли и ниж. кромкой ионосферы, высота k -рой в зависимости от времени суток и геоиз. условий изменяется от 60 до 90 км. Поскольку длина волны значительно превышает высоту канала, в волноводе Земля — ионосфера распространяется только квази-ТЕМ-волна (см. Волновой жемальский). Она имеет 2 осн. составляющие: радиальную (вертикальную) электр. поля и азимутальную (горизонтальную) магн. поля. Благодаря одностороннему распространению передаваемые сигналы в СНЧ-диапазоне отличаются высокой стабильностью. Затухание СНЧ-радиоволн в волноводе Земля — ионосфера малое и с ростом частоты изменяется от долей дБ/1000 км до единиц дБ/1000 км. Благодаря этому возможна передача радиосигналов на очень большие расстояния, вплоть до кругосветных трасс. При этом напряжённость поля, осциллируя за счёт интерференции волн, заметно возрастает по мере приближения к антиподной точке.

Интерференция кругосветных СНЧ-волн проявляет себя в т. в. пумановетских резонансах, при k -рых на совств. частотах резонатора Земля — ионосфера наблюдается увеличение атм. шумов.

Влияние магн. поля Земли приводит к зависимости фазовой скорости СНЧ-радиоволн и их затухания от направления распространения.

СНЧ-диапазон характеризуется высоким уровнем радиопомех. Естеств. помехи порождают электр. разряды в атмосфере, а искусственные — работой промышленных электроустановок и линиями электропередач. Кроме того, темп передачи информации из-за узости диапазона оказывается очень низким. Тем не менее большая глубина скин-слоя является столь важ-

С. з. II типа (SN1987A), вспыхнувшая в 1987 в БМО, имеет необычайно высокую светимость: в максимуме блеска она величина в полосе B всего $\approx -14,5^m$. В то же время на квазиаксионе, участке она не отличается от других С. з. II типа и её блеск уменьшается с темпом ок. $0,0078^m$ в сутки. Энергия ад.-магн. излучения (от дальней ИК- до дальней УФ-области спектра), испускаемая за всё время, $\approx 8 \cdot 10^{48}$ эрг. Близость БМО, находящегося на расстоянии примерно 52 кпк, позволила выполнить уникальные наблюдения. Впервые стали известны свойства звезды накануне вспышки С. з. Установлено, что взорвалась звезда-сверхгигант спектрального класса $B3Ia$ с массой $15-25 M_{\odot}$ и радиусом примерно $50 R_{\odot}$. Именно размеры звезды, малые по сравнению с размерами звёзд, вспыхивающих как С. з. II типа, объясняют необычные свойства кривой блеска SN1987A (рис. 3). Впервые нейтринные телескопы зарегистрировали сигнал от вспышки С. з. Нейтринная вспышка была зафиксирована примерно за 3 ч до первого наблюдения оптич. вспышки и обладает след. характеристиками: ср. энергия детектируемых электронов антинейтрино $20-30$ МэВ; предположит. длительность нейтринного сигнала ок. 10 с; полная энергия, унесённая нейтрино из звезды, $\approx 3 \cdot 10^{53}$ эрг. Нейтринная вспышка является непосредств. свидетельством гравитат. коллапса центр. ядра взорвавшейся звезды. Впервые на стадии квазиаксионе, падения блеска зарегистрирована гамма-линия 847 кэВ, к-рая возникает при распаде радиоакт. изотопа кобальта (^{60}Co) в железо. Характерное время квазиаксионе. спадания блеска $111,3$ сут, что практически совпадает со временем распада ^{60}Co . Все эти факты свидетельствуют о том, что в максимуме блеска и после него осн. источником энергии эл.-магн. излучения является распад ^{60}Co .

Конечные стадии эволюции звёзд и вспышки сверхновых звёзд. Вспышка С. з. является результатом динамич. эволюции ядра звезды, к-рая начинается с момента нарушения гидростатич. равновесия в звезде, уже далеко продвинувшейся в своей эволюции. Динамич. эволюция ядра завершается либо полным разлётом вещества звезды, либо *гравитационным коллапсом* ядра. Характер эволюции в осн. определяется массой звезды.

Поздние стадии эволюции звезды начинаются с термоядерного горения гелия в её центр. области, что на Герцшпрунга — Рассела диаграмме соответствует переходу звезды с гл. последовательности в область красных или голубых гигантов. В процессе эволюции центр. область звезды становится всё плотнее и горячее, а её оболочка, наоборот, расширяется и охлаждается. При этом возрастает и становится определяющими потери энергии за счёт нейтринного излучения (нейтрино образуются гл. обр. при аннигиляции электрон-позитронных пар). После завершения гелиевого горения в центре звезды образуется углеродно-кислородное ядро (С-О-ядро), причём его масса тем больше, чем больше масса звезды на гл. последовательности. В С-О-ядре с достаточно малой массой давление полностью определяется вырожденным газом электронов. Вырожденное С-О-ядро может иметь массу вплоть до *Чандрасекара предела*, т. е. до верх. предела массы вырожденной звезды, ещё находящейся в гидростатич. равновесии. Для С-О-ядра предел Чандрасекара равен $1,44 M_{\odot}$, и ядро с массой, превышающей это значение, является невзорженным. Дальнейшая эволюция звезды происходит по-разному для вырожденного и невзорженного С-О-ядра.

Сначала в вырожденном С-О-ядре термоядерные реакции с участием углерода практически не протекают, поскольку существует интенсивное охлаждение ядра нейтринным излучением (нейтрино уносят энергию из ядра). Выделение энергии в звезде на этой стадии эволюции происходит в осн. за счёт слоевых источников энергии (фронтов термоядерного синтеза He, C и O),

самый внутренний из к-рых (синтез C и O из He) расположен на границе вырожденного ядра. Масса С-О-ядра постепенно увеличивается благодаря поступлению в него продуктов горения из слоевого источника. По мере увеличения массы в С-О-ядре возрастает плотность и темп-ра. Приближение массы С-О-ядра к пределу Чандрасекара сопровождается реакцией увеличения плотности в центре ядра, что приводит к сильному релятивистскому вырождению электронного газа. Такой рост вырожденного ядра характерен для эволюции звезды с массой $4-8 M_{\odot}$ на гл. последовательности. В конце концов в ядре создаются условия для «зажигания» углерода. Поскольку повышение темп-ры в сильно вырожденном веществе практически не приводит к увеличению давления, то горение углерода развивается при пост. плотности и приобретает взрывной характер: нарушается гидростатическое равновесие режим горения, происходит термоядерный взрыв С-О-ядра звезды. В процессе углеродного горения темп-ра сильно повышается и вслед за основной ядерной реакцией синтеза магния осуществляется цепочка ядерных реакций, ведущих к образованию элементов вплоть до элементов «железного пика» (железо, никель и др.) на кривой *распространённости элементов*, в т. ч. радиоактивного изотопа никеля (см. *Нуклеосинтез*). Последний играет важную роль в формировании кривых блеска С. з. Термоядерный взрыв вырожденного С-О-ядра приводит к частичному или полному сгоранию углерода. При этом происходит полный разлёт С-О-ядра с кинетич. энергией разлетающегося вещества $10^{50}-10^{51}$ эрг. Таков, по-видимому, механизм вспышки С. з. I типа.

Невырожденное С-О-ядро образуется в звезде, имеющей на гл. последовательности массу больше $10 M_{\odot}$. В этом случае дальнейшая ядерная эволюция центр. областей звезды проходит через стадии термоядерного горения углерода, неона, кислорода, кремния и завершается образованием элементов «железного пика». После исчерпания запасов ядерного топлива звезда интенсивно теряет энергию посредством нейтринного излучения. Потери энергии приводят к дальнейшему сжатию звезды и нагреву вещества, т. к. электронный газ внутри достаточно массивных железных ядер звёзд фактически не вырожден. Увеличение темп-ры и плотности, в конце концов, вызывает распад ядер элементов «железного пика» на нейтроны и ядра гелия, к-рые, в свою очередь, распадаются на нейтроны и протоны. Процесс распада ядер железа требует столь значит. затрат энергии тепловому движению на преодоления энергии связи атомных ядер, что с увеличением плотности вещества резко замедляется рост давления. К дополнительному эффекту ведут также процессы рождения электрон-позитронных пар и процессы захвата электронов ядрами элементов «железного пика». В результате нарушается гидростатич. равновесие — силы давления не могут противостоять силам тяготения, и начинается гравитат. коллапс железного ядра звезды. При массе железного ядра не более $\approx 2 M_{\odot}$ (т. е. меньше предельной массы холодной нейтринной звезды) гравитат. коллапс в нек-рый момент останавливается. Образуется горячая *нейтринная звезда* охлаждается за счёт излучения нейтрино с её поверхности и за характерное время ~ 10 с превращается в холодную нейтринную звезду. Такой гравитат. коллапс может быть обнаружен по мощному импульсу нейтринного излучения, что и произошло в случае SN1987A. При массе железного ядра больше предельной ($> 2 M_{\odot}$) гравитат. коллапс продолжается неограниченно и переходит в релятивистскую стадию с образованием *чёрной дырки*.

Интерпретация вспышек сверхновых звёзд. Взрывное выделение энергии, к-рое сопровождается феноменом вспышки С. з., приводит к формированию сильной ударной волны, распространяющейся к поверхности звезды. При прохождении ударной волны внутр. зер-

гия вещества увеличивается и оно приобретает большие скорости расширения. Распирение выброшенного вещества сопровождается адiabатич. охлаждением и, следовательно, уменьшением внутр. энергии. Адиабатич. охлаждение определяется гл. обр. радиусом звезды каканауче испышки: чем больше радиус, тем меньше адиабатич. потери внутр. энергии и выше светимость С. з. Поэтому наблюдаемые светимости С. з. могут быть получены при нач. радиусах, сопоставимых с радиусом фотосферы в максимуме блеска ($\sim 10R_{\odot}$). Для значительно меньших нач. радиусов необходимо предположить существование дополнитель. источника энергии, к-рый в процессе расширения вещества непрерывно компенсирует адиабатич. потери. Таким источником энергии является распад радиоакт. изотопа никеля в кобальт и далее в железо. Каждый распад сопровождается получением нек. гамма-квантов с энергией ~ 1 МэВ, к-рая преобразуется в тепловую энергию при их взаимодействии с веществом.

Звёзды, вспыхивающие как С. з. I типа, в ходе эволюции потеряли богатые водородом слои и имеют радиусы ($\sim 0,01R_{\odot}$), значительно уступающие радиусу фотосферы в максимуме блеска. Поэтому кривые блеска С. з. I типа полностью определяются радиоакт. источником энергии. Необходимое кол-во радиоакт. изотопа никеля $\approx 0,4-1 M_{\odot}$. Такое кол-во изотопа никеля может образоваться в результате взрыва вырожденного С-0-ядра, отвечающего вспышке С. з. I типа.

С. з. II типа (за исключением подобных SN1987A) являются результатом взрыва звёзд с радиусом ок. $5-10 R_{\odot}$. Их кривые блеска до квазиэкспоненц. стадии объясняются высвечиванием внутр. энергии, запасённой при взрыве. Масса выброшенного вещества С. з. II типа ок. $5M_{\odot}$. III типа — существенно меньше. Уникальные свойства кривой блеска SN1987A (рис. 3) — прямое следствие относительно малого нач. радиуса звезды ($30-60 R_{\odot}$), к-рому соответствуют большие адиабатич. потери и меньшая светимость (по сравнению с другими С. з. II типа). Вблизи максимума блеска и на квазиэкспоненц. стадии оптич. светимость SN1987A обеспечивается радиоакт. источником энергии. По-видимому, и в других С. з. II типа на квазиэкспоненц. стадии радиоакт. источник энергии принадлежит доминирующая роль. Вспышки С. з. II типа, вероятнее всего, происходят при взрывах, индифферентных гравитат. коллапсом невырожденных ядер звёзд.

Лит.: Шкловский И. С., Сверхновые звёзды, 2 изд., М., 1976; Ивешинский В. С., Надеждин Д. К., Ключевские стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 21, М., 1982; иж же, Сверхновая 1987A в Большом Магеллановом Облаке: наблюдения в оптич., УФ-и, 1988, т. 156, в. 4, с. 561; Woosley S. E., Weaver T. A., The physics of supernova explosions, в кн.: Dev. Astron. Astroph., 1988, в. 24, p. 205; Влишняков С. И., Лежанская Т. А., Чугаев Н. Н., Сверхновые звёзды в оптич. спектре сверхновых, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 32, М., 1987.

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ — явление, заключающееся в том, что у мн. хим. элементов, соединений, сплавов (вз. сверхпроводниками) при охлаждении ниже опред. (характерной для данного материала) темп-ры T_c наблюдается переход из нормального в т. я. сверхпроводящее состояние, в к-ром их электрич. сопротивление пост. току полностью отсутствует. При этом переходе структуры мн. и оптич. (в области видимого света) свойства сверхпроводников остаются практически неизменными. Электрич. и магн. свойства вещества в сверхпроводящем состоянии (фазе) резко отличаются от этих же свойств в нормальном состоянии (где они, как правило, являются металлами) или от свойств др. материалов, к-рые при тех же темп-рах в сверхпроводящее состояние не переходят.

Явление С. открыто Г. Камерлинг-Оннесом (Н. Камерлинг-Onnes, 1911) при исследовании вязкотемпературного хода сопротивления ртути. Он обнаружил,

что при охлаждении ртутной проволоки ниже 4 К её сопротивление скачком обращается в нуль. Нормальное состояние может быть восстановлено при пропускании через образец достаточно сильного тока [превышающего критический ток $I_c(T)$] или помещением его в достаточно сильное внеш. магн. поле [превышающее критическое магнитное поле $H_c(T)$].

В 1933 Ф. В. Мейснером (F. W. Meißner) и Р. Оксенфельдом (R. Ochsenfeld) обнаружено др. важнейшее свойство, характерное для сверхпроводников (см. Мейснера эффект): внеш. магн. поле, меньшее нек-рого критич. значения (зависящего от типа вещества), не проникает в глубь сверхпроводника, имеющего форму бесконечного сплошного цилиндра, ось к-рого направлена вдоль поля, и отлочно от нуля лишь в тонком поверхностном слое. Это открытие позволило Ф. и Г. Лондонам (F. London, H. London, 1935) сформулировать феноменологич. теорию, описывающую магнитостатич. сверхпроводников (см. Лондонов уравнение), однако природа С. оставалась неясной.

Открытие в 1938 сверхтекучести и объяснение этого явления Л. Д. Ландау на основе сформулированного им критерия (см. Ландау теория сверхтекучести) для систем бозе-частиц давали основание предполагать, что С. можно трактовать как сверхтекучесть электронной жидкости, однако фермиевская природа электронов и кулоновское отталкивание между ними не позволили просто перенести теорию сверхтекучести на С. В 1950 В. Л. Гинзбург и Ландау на основе теории фазовых переходов 2-го рода (см. Ландау теория) сформулировали феноменологич. ур-ния, описывающие термодинамику и эл.-магн. свойства сверхпроводников вблизи критич. темп-ры T_c . Построение микроскопич. теории (см. ниже) обосновало Гинзбурга — Ландау теорию и уточнило входящие в феноменологич. ур-ния постоянные. Открытие зависимости критич. темп-ры T_c перехода в сверхпроводящее состояние металла от его изотопного состава (изотопический эффект, 1950) свидетельствовало о влиянии кристаллич. решётки на С. Это позволило Х. Фрöhлиху (H. Fröhlich) и Дж. Бардину (J. Bardeen) продемонстрировать возможность возникновения между электронами в присутствии кристаллич. решётки специфического притяжения, к-рое может преваллировать над их кулоновским отталкиванием, а впоследствии Л. Куперу (L. Cooper, 1956) — возможность образования электронами связанных состояний — куперовских пар (Куперов эффект).

В 1957 Дж. Бардином, Л. Купером и Дж. Шриффером (J. Schrieffer) была сформулирована микроскопич. теория С, к-рая объяснила это явление на основе бозеконденсации куперовских пар электронов, а также позволила в рамках простой модели (см. Бардина — Куперов — Шриффера модель, модель БКШ) описать м. свойства сверхпроводников.

Практич. использование сверхпроводников ограничивается низкими значениями критич. полей (~ 1 кэ) и темп-р (~ 20 К). В 1952 А. А. Абрикосов и Н. Н. Зваричский на основании анализа эксперим. данных о критич. магн. полях тонких сверхпроводящих плёнок указали на возможность существования нового класса сверхпроводников (с их необычными магн. свойствами ещё в 1937 столкнулся Л. В. Шубников, одним из важнейших отличий от обычных сверхпроводников является возможность протекания сверхпроводящего тока при неполном вытеснении магн. поля из объёма сверхпроводника в широком диапазоне магн. полей). Это открытие определило в дальнейшем разделение сверхпроводников на сверхпроводники первого рода и сверхпроводники второго рода. Использование сверхпроводников 2-го рода впоследствии позволяло создать сверхпроводящие системы с высокими критич. полями (порядка сотен кэ).

Поиск сверхпроводников с высокими критич. темп-рами стимулировал исследование новых типов материалов. Были исследованы мн. классы сверхпроводящих

систем, синтезированных органические сверхпроводники и мажоритные сверхпроводники, однако до 1986 макс. критич. темп-ра наблюдалась у силана Nb₃Ge ($T_c \approx 23$ K). В 1986 И. Г. Бедворцем (J. G. Bednorz) и К. А. Мюллером (K. A. Müller) был открыт новый класс металлоксидных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*), критич. темп-ра к-рых в течение двух последующих лет была «поднята» от 30–35 K до 120–125 K. Эти сверхпроводники интенсивно изучаются, ведутся поиски новых, улучшаются технол. свойства существующих, на основе к-рых уже создаются нек-рые приборы.

Важным достижением в области С. стало открытие в 1962 Джозефсона эффекта тунелирования куперовских пар между двумя сверхпроводниками через тонкую диэлектрич. прослойку. Это явление легло в основу новой области применений сверхпроводников (см. *Слабая сверхпроводимость, Криоэлектронные приборы*).

Природа сверхпроводимости. Явление С. обусловлено возникновением корреляции между электронами, в результате к-рой они образуют куперовские пары, подчиняющиеся бозеовской статистике, а электронная жидкость приобретает свойство сверхтекучести. В фоновой модели С. спаривание электронов происходит в результате специфического, связанного с наличием кристаллич. решётки фононного притяжения. Даже при абс. нуле темп-р решётка совершает колебания (см. *Нулевые колебания, Динамика кристаллической решётки*). Эл.-статич. взаимодействие электрона с ионами решётки изменяет характер этих колебаний, что приводит к появлению дополнит. силы притяжения, действующей на др. электроны. Это притяжение можно рассматривать как обмен виртуальными фононами между электронами. Такое притяжение связывает электроны в узком слое вблизи границы ферми-поверхности. Толщина этого слоя в энергетич. масштабе определяется макс. энергией фонона $\hbar\omega_D \sim \hbar v_s/a$, где ω_D — дебаевская частота, v_s — скорость звука, a — постоянная решётки (см. *Дебая температура*); в импульсном пространстве это соответствует слою толщиной $\Delta p \sim \hbar\omega_D/v_F$, где v_F — скорость электронов вблизи поверхности Ферми. Соотношение неопределённостей даёт характерный масштаб области фононного взаимодействия в координатном пространстве:

$$\Delta r \sim \hbar/\Delta p \sim v_F/\omega_D \sim v_F a/v_s \sim (M/m)^{1/2} a,$$

где M — масса иона остова, m — масса электрона. Величина $\Delta r \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ см, т. е. фононное притяжение оказывается дальнедействующим (по сравнению с межатомами расстояниями). Кулоновское отталкивание электронов обычно несколько превышает по величине фононное притяжение, но благодаря экранированию на межатоми расстояниях оно эффективно ослабляется и фононное притяжение может преобладать, объединяя электроны в пары. Сравнительно небольшая энергия связи куперовской пары оказывается существенно меньше кинетической энергии электронов, поэтому, согласно квантовой механике, связанные состояния не должны были бы возникнуть. Однако в данном случае речь идёт об образовании пар не из свободных изолиров. электронов в трёхмерном пространстве, а из квазиэлектрон ферми-жидкости при заполненной большой поверхности Ферми. Это приводит к фактич. замене трёхмерной задачи на одномерную, где связанные состояния возникают при сколь угодно слабом притяжении.

В модели БКШ спариваются электроны с противоположными импульсами \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$ (полный импульс куперовской пары равен 0). Орбитальный момент и суммарный спин пары также равны 0. Теоретически при нек-рых фононных механизмах С. возможно спаривание электронов и с ненулевым орбитальным моментом. По-видимому, спаривание в такое состояние осу-

ществляется в сверхпроводниках с тяжёлыми фермионами (напр., CeCu₂Si₃, CeCu₃, UB₁₃, CeAl₃).

В сверхпроводнике при темп-ре $T < T_c$ часть электронов, объединённых в куперовские пары, образует бозе-конденсат (см. *Бозе — Эйнштейна конденсация*). Все электроны, находящиеся в бозе-конденсате, описываются единой когерентной волновой ф-цией Ψ . Исклонные электроны пребывают в возбуждённых неконденсатных состояниях (фермионские квазиэлектрон), причём их энергетич. спектр перестраивается по сравнению со спектром электронов в нормальном металле. В изотропной модели БКШ зависимость энергии электронов ϵ от импульса \mathbf{p} в сверхпроводнике имеет вид (p_F — ферми-импульс):

$$\epsilon(p) = \sqrt{\Delta^2 + v_F^2 (p - p_F)^2}$$

Т. о., вблизи уровня Ферми (рис. 1) в спектре возникает энергетическая щель Δ . Дад

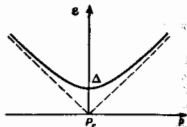


Рис. 1. Перестройка энергетического спектра электронов в сверхпроводнике (сплошная линия) по сравнению с нормальным металлом (пунктир).

то чтобы возбудить электронную систему с таким спектром, необходимо разорвать хотя бы одну куперовскую пару. Поскольку при этом образуются два электрона, то на каждый из них приходится энергия не меньшая Δ , так что 2Δ имеет смысл энергии связи куперовской пары. Величина щели существенно зави-

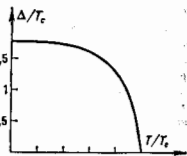


Рис. 2. Температурная зависимость энергетической щели в модели БКШ.

сит от темп-ры (рис. 2), при $T_c - T \ll T_c$ она ведёт себя как $\Delta(0)/k = 3,06V/T_c(T_c - T)$, а при $T = 0$ достигает макс. значения $\Delta(0)/k \approx 1,76T_c$, причём

$$\Delta(0) = \hbar\omega_D \exp(-2/\rho g), \quad (2)$$

где $\rho = m^2 p_F^2 / 2\pi^2 \hbar^3$ — плотность односторонних состояний вблизи поверхности Ферми, g — зфф. константа межэлектронного притяжения.

В модели БКШ связь между электронами предполагается слабой ($\rho g \ll 1$) и критич. темп-ра оказывается малой по сравнению с характерными фононными частотами ($kT_c \ll \hbar\omega_D$). Однако для ряда веществ (напр., Pb) это условие не выполняется и параметр $\rho g \sim 1$ (сильная связь). В литературе обсуждается даже приближение $\rho g \gg 1$. Сверхпроводники с сильной связью между электронами описываются т. н. уравнениями и Элиашберга (Г. М. Элиашберг, 1968), на к-рых видно, что на величину T_c не возникает никаких принципиальных ограничений.

Наличие щели в спектре электронов приводит к экспоненц. зависимости $[\sim \exp(-\Delta(0)/kT)]$ в области высоких темп-р всех величин, определяющихся числом этих электронов (напр., электронной теплоёмкости и теплопроводности, коэффициентов поглощения звука и низкочастотного $[\hbar\omega \ll \Delta(0)]$ эл.-магн. излучения).

Вдоль от ферми-уровня ($v_F |p - p_F| \gg \Delta$) выражение (1) описывает энергетич. спектр электронов нормаль-

ного металла, т. е. эффект спаривания оказывает влияние на электроны с импульсами в области шириной $\Delta r \sim \Delta/v_F$. Пространственный масштаб куперовской корреляции («размер» пары) $\xi \sim \hbar/\Delta r \sim \hbar v_F/\Delta$. Ко рреляционная длина $\xi \sim 10^{-7}-10^{-4}$ см (ниж. предел реализуется у ВТСП), однако обычно ξ намного превышает период кристаллич. решётки.

Эл.-динамика свойства сверхпроводников зависит от соотношения между стандартной коррел. д. длиной $\xi_0 = \hbar v_F/\Delta(0)$ и характерной толщиной поверхности слоя, в к-ром существенно изменяется величина эл.-магн. поля $\delta_L = (mc^2/4\pi l n_e e^2)^{1/2}$, где n_e — концентрация сверхпроводящих (спаренных) электронов, e — заряд электрона. Если $\delta_L(T) \gg \xi_0$ (такая область всегда имеется вблизи T_c , т. к. при $T \rightarrow T_c n_e \rightarrow 0$), то куперовские пары можно считать точечными, поэтому эл.-динамика сверхпроводника является локальной и сверхпроводящий ток определяется значением векторного потенциала A в рассматриваемой точке сверхпроводника (у-рие Лондонов). При $\delta_L(T) \leq \xi_0$ проявляются когерентные свойства конденсата куперовских пар, эл.-динамика становится неповерхностной — ток в данной точке определяется значениями A в целой области размером $\sim \xi_0$ (Линдара времени). Такова обычно ситуация в массивных частях сверхпроводников (при достаточном удалении от их поверхности).

Переход металла из нормального в сверхпроводящее состояние в отсутствие магн. поля является фазовым переходом 2-го рода. Этот переход характеризуется комплексным скалярным параметром порядка — волновой ф-цией бозе-конденсата куперовских пар $\Psi(r)$, где r — пространственная координата. В модели БКШ $\Psi = \Delta$ и при $T = T_c$ $|\Psi| = \Delta = 0$, а при $T = 0$ $|\Psi| = \Delta(0)$. Фаза волновой ф-ции Ψ также имеет существенное значение: через градиент этой фазы определяется плотность сверхпроводящего тока j_s :

$$j_s = -\frac{ie\hbar}{2m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{2e}{mc} A, \quad (3)$$

где знак * обозначает комплексное сопряжение. Величина плотности тока j_s также обращается в нуль при $T = T_c$. Фазовый переход нормальный металл — сверхпроводник можно рассматривать как результат спонтанного нарушения симметрии по отношению к группе симметрии $U(1)$ калибровочных преобразований волновой ф-ции $\Psi(r)$. Физически это соответствует нарушению ниже T_c сохранения числа электронов в связи с их спариванием, а математически выражается появлением отличных от нуля ср. значений параметра порядка $\langle \Psi(r) \rangle$.

Цель в энергетич. спектре электронов не всегда совпадает с модулем параметра порядка (как это имеет место в модели БКШ) и вообще не является необходимым условием С. Так, напр., при введении в сверхпроводник парамагн. примесей в нек-ром диапазоне их концентраций может реализовываться бесследная С. (см. ниже). Свообразна картина С. в двумерных системах, где термодинамич. флуктуация фазы параметра порядка разрушают дальний порядок (см. Мермина — Ватнера теорема), и тем не менее С. имеет место. Оказывается, что необходимым условием существования сверхпроводящего тока j_s является даже не наличие дальнего порядка (конечного ср. значения параметра порядка $\langle \Psi(r) \rangle \neq 0$), а более слабое условие степенного убывания корреляционной функции

$$\langle \Psi(r) \Psi^*(r') \rangle_{|r-r'| \rightarrow \infty} \sim \frac{1}{|r-r'|^{\alpha}}, \quad (\alpha > 0).$$

Тепловые свойства. Теплоёмкость сверхпроводника (как и нормального металла) состоит из электронной C_{el} и решётчатой C_{ph} компонент. Индекс s относится к сверхпроводящей фазе, n — к нормальной, l — к электронной компоненте, p — к решётчатой.

При переходе в сверхпроводящее состояние решётчатая часть теплоёмкости почти не меняется, а электронная увеличивается скачком. В рамках теории БКШ для изотропного спектра

$$\frac{C_{el}(T)}{C_{el}(T_c)} = \begin{cases} 2,43 + 3,77(T/T_c - 1), & T_c - T < T_c \\ 1,35(\Delta(0)/kT)^{1/2} \exp(-\Delta(0)/kT), & T < T_c. \end{cases}$$

При $T < T_c$ значение C_{el} экспоненциально убывает (рис. 3) и теплоёмкость сверхпроводника определяется своей решётчатой частью $C_{ph} \sim T^3$. Характерная экспоненциальная зависимость C_{el} даёт возможность непосредственного измерения $\Delta(0)$. Отсутствие этой зависимости свидетельствует о том, что в нек-рых точках

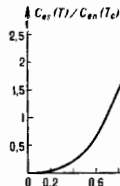


Рис. 3. Скачок теплоёмкости при переходе в сверхпроводящее состояние.

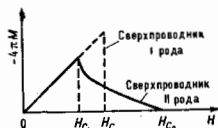
поверхности Ферми энергетич. щель обращается в нуль. По всей вероятности, последнее связано с неволевыми механизмами притяжения электронов (напр., в системах с тяжёлыми фермионами, где при низких темп-рах $C_{el} \sim T^3$ для UB_{13} и $C_{el} \sim T^2$ для $CeCuSi_3$).

Теплопроводность κ_2 металла при переходе в сверхпроводящее состояние не испытывает скачка, т. е. $\kappa_2(T_c) = \kappa_2(T_c)$. Зависимость $\kappa_2(T)$ обусловлена рядом факторов. С одной стороны, сами электроны дают свой вклад в теплопроводность κ_{2e} , и-рый по мере понижения темп-ры и образования куперовских пар уменьшается. С др. стороны, фононный вклад κ_{2ph} начинает несколько увеличиваться, поскольку с уменьшением числа электронов увеличивается длина свободного пробега фононов (электроны, объединяемые в куперовские пары, фононов не рассеивают и сами тепло не переносят). Т. о., $\kappa_{2e} < \kappa_{2n}$, в то время как $\kappa_{2ph} > \kappa_{2n}$. В чистых металлах, где выше T_c преобладает электронная часть теплопроводности, она остаётся определяющей и при переходе в сверхпроводящее состояние; в результате $\kappa_2/\kappa_{2n} < 1$ при всех темп-рах ниже T_c . В сплавах же, наоборот, теплопроводность определяется в основном своей фононной частью и при переходе через T_c κ_2 начинает возрастать ввиду уменьшения числа неспаренных электронов.

Магнитные свойства. Благодаря возможности протекания в сверхпроводнике бесдиссипативных сверхпроводящих токов, он при опред. условиях эксперимента проявляет эффект Мейснера, т. е. ведёт себя в присутствии не слишком сильного внеш. магн. поля как идеальный диамагнетик (магн. восприимчивость $\chi = -1/4\pi$). Так, для образца, имеющего форму длины сплошного цилиндра в однородном внеш. магн. поле H , приложенном вдоль его оси, намагниченность образца $M = -H/4\pi$. Выталкивание магн. поля из объёма сверхпроводника приводит к понижению его свободной энергии. При этом вкраивающиеся сверхпроводящие токи протекают в тонком поверхностном слое $\delta \sim 10^{-3} + 10^{-4}$ см. Эта величина характеризует и глубину проникновения внеш. магн. поля в образец.

По своему поведению в достаточно сильных полях сверхпроводящие материалы делятся на две группы: сверхпроводники 1-го и 2-го рода (рис. 4). Нач. участок кривых намагничивания (где $M = -H/4\pi$) соответствует полному эффекту Мейснера. Дальнейший ход кривых у сверхпроводников 1-го и 2-го рода существенно различается.

Рис. 4. Зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля для сверхпроводников 1-го и 2-го рода.



Сверхпроводники 1-го рода утрачивают С. скачком (фазовый переход 1-го рода): либо при достижении соответствующей данному полю критич. темп-ры $T_c(H)$, либо при повышении внеш. поля до критич. значения $H_{c2}(T)$ (термодинамич. критич. поле). В точке фазового перехода, происходящего в магн. поле, в энергетич. спектре сверхпроводника 1-го рода сразу же появляется щель конечной величины. Критич. поле $H_{c2}(T)$ определяет разность уд. свободных энергий сверхпроводящей F_s и нормальной F_n фаз:

$$F_n - F_s = H_{c2}^2 / 8\mu.$$

Кривая уд. теплота фазового перехода

$$Q = T(S_n - S_s) = -T \partial(F_n - F_s) / \partial T = -(T/4\pi) n \partial H_{c2} / \partial T,$$

где S_n и S_s — уд. энтропии соответствующих фаз. Скачок уд. теплоёмкости при $T = T_c$

$$\Delta C = C_s - C_n = (T_c/4\pi) [(\partial H_{c2} / \partial T)^2].$$

В отсутствие внеш. магн. поля при $T = T_c$ величина $Q = 0$, т. е. происходит переход 2-го рода.

Согласно модели БКШ, термодинамич. критич. поле связано с критич. темп-рой соотношением

$$H_{c2}(0) = 1,41 T_c \sqrt{\frac{2}{\mu} / v_F \hbar^2},$$

а его температурная зависимость в предельных случаях высоких и низких темп-р имеет вид:

$$H_{c2}(T) = H_{c2}(0) \left\{ \frac{1 - 1,06(T/T_c)^2}{1,73(1 - T/T_c)} \right\}, \quad T \ll T_c;$$

Обе предельные ф-лы близки к эмпирич. соотношению $H_{c2}(T) = H_{c2}(0) [1 - (T/T_c)^2]^2$, к-рое хорошо описывает типичные эксперим. данные (рис. 5). В случае нецелиндрич. геометрии опыта при превышении внеш. магн. полем определ. величины $H_0 = (1 - N)H_c$ (N — *размещающий фактор*) сверхпроводник 1-го рода пере-

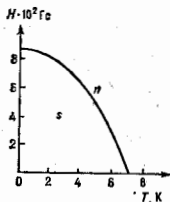


Рис. 5. Температурная зависимость термодинамического критического магнитного поля H_{c2} .

ходит в *промежуточное состояние*: образец разделяется на слои нормальной и сверхпроводящей фаз, соотношение между объёмами к-рых зависит от величины H . Переход образца в нормальное состояние происходит постепенно, путём роста доли соответствующей фазы.

Промежуточное состояние может возникнуть и при протекании по сверхпроводнику тока, превышающего некое критич. значение I_{c1} , соответствующего созданию на поверхности образца критич. магн. поля H_{c1} .

Образование в сверхпроводнике 1-го рода промежуточного состояния и чередование слоёв сверхпроводящей и нормальной фаз конечного размера оказываются возможными только в предположении, что граница раздела между этими фазами обладает положит. поверх-

ностной энергией $\sigma_{\text{пл}}$. Величина и знак $\sigma_{\text{пл}}$ зависят от соотношения между ξ и δ .

Отношение $\kappa = \delta/\xi$ наа. параметром Гинзбурга — Ландау и играет важную роль в феноменологии теории С. Знак $\sigma_{\text{пл}}$ (или значение κ) даёт возможность строго определить род сверхпроводника у сверхпроводника 1-го рода $\kappa < 1/\sqrt{2}$ и $\sigma_{\text{пл}} > 0$ для сверхпроводника 2-го рода $\kappa > 1/\sqrt{2}$ и $\sigma_{\text{пл}} < 0$. К сверхпроводникам 2-го рода относятся чистый Nb, большинство сверхпроводящих сплавов, органические и высокотемпературные сверхпроводники.

Для сверхпроводников 2-го рода $\sigma_{\text{пл}} < 0$, поэтому фазовый переход 1-го рода в нормальное состояние невозможен. Промежуточное состояние не реализуется, поскольку поверхность на границей фаз обладает как отрицат. энергией и уже не выполняла бы роль фактора, сдерживающего бесконечное дробление. Для достаточно слабых полей и в сверхпроводниках 2-го рода имеет место эффект Мейснера. При достижении ниж. критич. поля H_{c1} (в случае $\kappa \gg 1$; $H_{c1} \approx H_c \cdot \kappa^{-1} \ln \kappa$), к-рое оказывается меньше формально вычисленного в этом случае H_c , становится энергетически выгодным проникновение магн. поля в сверхпроводник в виде одиночных вихрей (см. *Квантовые вихри*), содержащих в себе по одному кванту магнитного потока. Сверхпроводник 2-го рода переходит в *смешанное состояние*.

Сердцевины вихрей пребывают в нормальном (несверхпроводящем) состоянии, параметр порядка становится зависящим от координат: он обращается в нуль на оси вихря и восстанавливается до равновесного значения на расстояниях $\sim \xi$ (размер сердцевин вихря). По периферии вихря тект сверхпроводящие токи, экранирующие магн. поле за пределами вихря. По мере дальнейшего увеличения внеш. поля число вихрей растёт — эффект Мейснера становится неполным. Между вихрями по-прежнему остаётся сверхпроводящая фаза, по к-рой может протекать незаулавливаемый ток. Сами вихри в востроном сверхпроводнике упорядочиваются в треугольную решётку (т. я. *решётка вихрей Абрикосова*). Такая картина постепенного проникновения внеш. поля в объём сверхпроводника 2-го рода существует вплоть до верх. критич. поля H_{c2} , когда С. исчезает окончательно. При таких полях происходит разрушение куперовских пар вследствие их закручивания, т. к. пара может существовать как единое целое лишь до тех пор, пока радиус ларморовской прецессии превышает характерный размер куперовской пары ξ . Это условие и определяет поле $H_{c2} \approx \kappa H_c$.

При протекании тока в сверхпроводнике 2-го рода на вихри действует сила Ампера, что должно приводить к их движению в перпендикулярном току направлении. Однако при наличии в сверхпроводнике неоднородностей структуры последние могут удерживать решётку вихрей Абрикосова в равновесии до тех пор, пока ток не слишком велик (меньше критического). Это явление наз. *п. и н. и г. о. м.* В условиях движения при достаточно слабом токе движение вихрей (перенос магн. потока) может осуществляться только посредством тепловой активации — флуктуат. перескоков отд. вихрей либо целых областей решётки из одних положений локального равновесия в другие (что приводит к локальным деформациям решётки). Явление полуустойчивости вихрей Абрикосова наз. *к. п. о. м. г. и н. и г. о. к. а.* Напряжение U , возникающее на образце, обусловлено движением вихрей и определяется соотношением

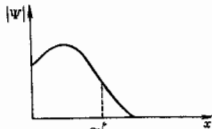
$$U \propto \exp(-\mathcal{E}_{\text{ан}}/kT),$$

где энергия активации $\mathcal{E}_{\text{ан}}$ убывает с возрастанием тока и может зависеть от внеш. магн. поля.

При определ. условиях своеобразное неоднородное сверхпроводящее состояние может реализоваться и в полях выше H_{c2} . Так, если сверхпроводник 2-го рода

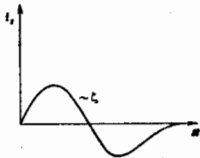
[или 1-го рода с $\kappa > (1,69\sqrt{2})^{-1}$] с плоской границей поместить в параллельное границе магн. поле H , $H_{c1} < H < 1,69H_{c2}$, то вблизи поверхности в нем образуется зарядный сверхпроводящий фазы. При этом объем материала пребывает в нормальном состоянии, сверхпроводящим оказывается лишь приповерхност-

Рис. 6. Зависимость модуля параметра порядка $|\Psi|$ от расстояния до поверхности x в случае поверхностной сверхпроводимости.



ный слой толщиной $\sim \xi$ (рис. 6). Здесь возникают пост. сверхпроводящие токи, к-рые частично выталкивают внем. магн. поле из приповерхностного слоя. Однако по мере удаления от поверхности плотность этого тока

Рис. 7. Профиль плотности сверхпроводящего тока i_x , текущего вблизи поверхности сверхпроводника в случае поверхностной сверхпроводимости, — x расстояние до поверхности.



обращается в нуль и затем меняет знак (рис. 7) так, чтобы выполнялось условие

$$\int_0^{\infty} i_x(x) dx = 0;$$

тогда магн. поле в глубине образца ($x \gg \xi$) совпадает с внешним. Если внем. поле не параллельно поверхности, в образце возникает вихревая структура, период к-рой определяется углом наклона магн. поля к поверхности (И. О. Кулик, 1967).

Квантование магнитного потока. Когерентность сосуществования бозе-конденсата куперовских пар проявляется также в квантовании магн. потока, проходящего через замкнутозамкнутый сверхпроводник (напр., полный цилиндр со стенками толщиной $d \gg \delta$ в продольном магн. поле $H < H_c$ для сверхпроводника 1-го рода или $H < H_{c1}$ для сверхпроводника 2-го рода). Магн. поток Φ , заключенный в этом цилиндре, может иметь лишь определ. дискретные значения: $\Phi = n\Phi_0$, где n — целое число. Величина кванта магн. потока $\Phi_0 = hc/2e = 2,07 \cdot 10^{-7}$ Э.см² весьма мала, поэтому эффект квантования проявляется лишь в очень прецизионных экспериментах. Наблюдение на опыте теоретич. предсказанной величины кванта Φ_0 стало одним из подтверждений сосуществования куперовских пар, т. к. если бы носителями заряда в сверхпроводнике служили отд. электроны, то квант магн. потока должен был бы иметь вдвое большую величину (см. Ааронова — Вома эффект). Квантованность магн. потока существенна для понимания поведения сверхпроводника 2-го рода и в магн. полях выше H_{c1} , т. к. внем. поле проникает в него в виде отд. вихрей, каждый из к-рых несет в себе один квант магн. потока, что определяет само число вихрей.

Описанная картина квантования магн. потока может нарушиться в случае своеобразного термоэлектрич. эффекта в сверхпроводящем кольце из двух разл. сверхпроводников, спаян к-рых поддерживаются при разл. темп-рах T_1 и T_2 , помещенном в магн. поле. В этом случае величина потока может отличаться от целого числа квантов. Обусловленная термоэлектричеством выделенная добавка зависит от темп-р:

$$\Phi/\Phi_0 = (m/\pi\hbar) \int_0^{T_1} \left[(\kappa_a/\mu_n)_a - (\kappa_b/\mu_n)_b \right] dT,$$

где индексы a и b относятся к первому и второму сверхпроводникам, κ_a — теплопроводности, μ — хим. потенциал, n_a — число сверхпроводящих электронов.

Роль примесей. Обычные немагн. примеси оказывают весьма слабое влияние на термодинамич. свойства сверхпроводников. Их отност. вклад в эти свойства определяется величиной $(a/l) \sim c$, где a — межатомное расстояние, l — длина свободного пробега электрона, определяющаяся рассеянием на примесях, c — концентрация примесей. Немагн. примеси действуют только на элктрич. заряд и одинаковым образом рассеивают оба спаренных электрона, не разрушая куперовскую пару. Однако при увеличении концентрации примесей величина l уменьшается и становится сравнимой со стандартной корреляц. длиной ξ_0 . Характер движение спаренных электронов меняется с баллистического (без рассеяния) на диффузионный. При этом если $l \ll \xi_0$, то эфф. корреляц. длина $\xi = \sqrt{l\xi_0}$ зависит от длины свободного пробега. Убывание ξ с ростом концентрации примесей (при соответств. значениях l) меняет эл.-динамич. и кинетич. свойства сверхпроводника, увеличивает отност. вклад сверхпроводящих флуктуаций (см. ниже).

Совершенно иное влияние на С. оказывают примеси парамагн. атомов. Благодаря обменному взаимодействию между спином примеси и спинами электронов, образующих куперовскую пару, рассеяние на такой примеси может привести к переходу пары в триплетное состояние (когда спин пары равен 1) и, вследствие Паули принципа, к её разрушению. Т. о., введение парамагн. примесей в образец приводит к подавлению С. При очень малой концентрации таких примесей ($l_0 \gg \xi$, l_0 — длина свободного пробега с первоотом спина) уменьшение T_c оказывается обратно пропорциональным l_0 :

$$\Delta T_c/T_c \approx \xi/l_0.$$

Когда кон-ция парамагн. примесей достигает нек-рого критич. значения $c_{кр}$ и l_0 становится порядка ξ ($c_{кр}$ — неск. атомных %), T_c обращается в нуль (исключением составляет *магнитные сверхпроводники*).

При введении в сверхпроводник парамагн. примеси энергетич. щель Δ в спектре электронов обращается в нуль несколько раньше, чем T_c , при кон-ция 0,915 $c_{кр}$. В узком диапазоне кон-ций 0,915 $c_{кр} <$

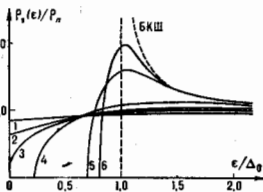


Рис. 8. Зависимость одноэлектронной плотности состояний ρ от энергии E для различных концентраций парамагнитных примесей. Возрастание номеров кривых 1—6 идет в порядке уменьшения концентрации примесей. Кривые 1—3 соответствуют бесщелевой сверхпроводимости. Зависимость, описанная моделью БКШ, выделена пунктиром. (Плотность состояний в нормальном металле $\rho_n = c/v_F$, Δ_0 — параметр порядка при $T = 0$.)

$c < c_{кр}$ реализуется необычное состояние бесщелевой С. (А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, 1960), когда явление С. и эффект Мейснера имеют место, а щель в спектре уже нет (рис. 8). Зависимость теплоёмкости сверхпроводника от темп-р в таком состоянии ста-

новятся линейной (а не экспоненциальной), изменяются характер температурных зависимостей теплопроводности, коэф. поглощения звука, ал.-магн. излучения.

Магн. примеси не только уменьшают энергию связи куперовских пар, но и приводят к определенному их распределению по энергиям связи. В результате не все куперовские пары имеют одинаковую энергию и пребывают в конденсате — часть из них имеет меньше энергии связи и находится в возбужденном состоянии. Параметром порядка k в этом случае является когерентная волновая ф-ция бозе-конденсата, однако теперь $|\Psi|$ не определяет величину щели в энергетич. спектре. Наб. отчетливо это проявляется в режиме бесщелевой S_c , когда бозе-конденсат ещё существует, а спектр электронных возбуждений уже становится бесщелевым.

Парамагн. примеси не единств. источник разрушения куперовских пар. Любое возмущение, неизменяемое относительно замены знака времени в гамма-квантовые системы, приводит к тому же эффекту. Куперовские пары являются суперпозицией состояний электронов с противоположными импульсами и спинами, к-рые переходят друг в друга при инверсии времени $t \rightarrow -t$, поэтому возмущение, неизменяемое относительно этого преобразования, разрушает пары. Таким возмущением могут быть внеш. магн. поле (з. эффект, проявляющийся в тонких плёнках), протекающий ток, неоднородное сверхпроводящее состояние.

Найтовский сдвиг. Частота ядерного магнитного резонанса (ЯМР) для одного и того же ядра зависит от того, входит ли оно в состав диэлектрика или металла. В металле вероятность нахождения электронов проводимости вблизи ядра несколько возрастает. Эти электроны намагничиваются внеш. полем, и з.эф. магн. поле, действующее на спин ядра, увеличивается, что приводит (по сравнению с диэлектриком) к т. н. найтовскому сдвигу частоты ЯМР. Поскольку магн. восприимчивость нормального металла χ_n практически не зависит от темп-ры, то постоянная остаётся и найтовский сдвиг. ЯМР можно наблюдать и в сверхпроводниках, если использовать тонкие плёнки или малые гранулы с характерными размерами, меньшими глубины проникновения δ . В таких образцах ниже T_c величина найтовского сдвига зависит от темп-ры и остаётся конечной даже при $T = 0$. При этом

$$\frac{\chi_s(0)}{\chi_n} \left\{ \frac{(\pi^2/16) \xi_{00} / l_{00}}{(1-3/4) l_{00} / \xi_{00}}, \xi_{00} \ll l_{00} \right.$$

где $\chi_s(0)$ — магн. восприимчивость сверхпроводника при $T = 0$, l_{00} — длина свободного пробега электрона с переносом спина, обусловленным спин-орбитальным взаимодействием. На первый взгляд эти проверенные экспериментально ф-лы противоречат модели БКШ, т. к. в этой модели при $T = 0$ все электроны объединены в куперовские пары с полным спином, равным нулю. Разрыв куперовской пары требует затрат энергии $\sim \Delta(0)$. Поэтому в сверхпроводнике не должно быть испаренных электронов, способных создать отклик на слабое внеш. поле, и $\chi_s(0) = 0$. В действительности же в малых частях и тонких плёнках, где наблюдается найтовский сдвиг, весьма существенно рассеяние на границах, в к-ром проявляется и спин-орбитальное взаимодействие. При учёте этого взаимодействия электронный спин перестаёт сохраняться, и классификация по полному спину электронной системы S становится невозможной. Даже в осн. состоянии сверхпроводника появляется примесь состояний с $S \neq 0$, что и делает возможным поляризацию в слабом магн. поле.

Высокочастотные свойства. Поглощение ал.-магн. излучения в сверхпроводнике при $T = 0$ обусловлено разрушением куперовских пар. Поэтому излучение с частотами $\omega < \omega_c = 2\Delta(0)/\hbar$ отражается от поверхности сверхпроводника (ω_c — пороговая частота). Характерные пороговые длины волн для традиционных

сверхпроводников лежат в диапазоне 0,1—1 мкм ($\omega_c \sim 10^{11} - 10^{12}$ Гц). Для $\hbar\omega \gg 2\Delta(0)$ различие между сверхпроводником и нормальным металлом стирается. Это относится к отражению в оптич. диапазоне, однако наличие куперовских пар может привести здесь к своеобразному комбинационному рассеянию света. При отражении ал.-магн. излучения от поверхности сверхпроводника его спектральный состав включает в себя, кроме основной гармоники (с частотой ω_0), стоксовские «стеллиты», соответствующие потере энергии на разрыв пар. Их частоты непрерывно распределены в диапазоне $0 < \omega_{\pm} < \omega_0 - 2\Delta(0)/\hbar$, причём их относительная интенсивность чрезвычайно мала. При $T > 0$ в сверхпроводнике имеются испаренные электроны, к-рые могут поглощать ал.-магн. кванты любой частоты, и описанные выше пороговые явления размываются.

Высокочастотное, $\hbar\omega \sim 2\Delta$, ал.-магн. поле большой интенсивности при воздействии на сверхпроводник может привести к повышению критич. темп-ры T_c сверхпроводящего перехода (Г. М. Эдлберг, 1970). Если образец поддерживать при темп-ре несколько выше T_c и облучать, то он может скачком перейти в сверхпрово-

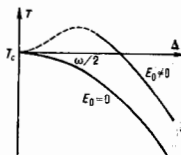


Рис. 9. Изменение температурной зависимости энергетической щели Δ при поглощении высокочастотного электромагнитного излучения $E_0 \cos \omega t$ в случае тонкой сверхпроводящей плёнки.

дующее состояние с конечной Δ (В. М. Дмитриев и др., 1966) (рис. 9). Роль ал.-магн. волны может играть и мощная звуковая волна подходящей частоты.

Частоты ультразвука, к-рые можно реально генерировать в сверхпроводнике, не превышают 10^9 Гц, что, напротив, меньше пороговой частоты $\omega_c \sim 10^{11}$ Гц. Поэтому при $T \rightarrow 0$ в поглощении ультразвука могут принимать участие лишь испаренные электроны (число к-рых экспоненциально мало) и в этом случае коэф. поглощения звука оказывается значительно меньше, чем в нормальном металле.

Флуктуационные явления. Появление термодинамически неравновесных куперовских пар (сверхпроводящих флуктуаций) при темп-рах выше T_c приводит к тому, что сверхпроводник, пребывая ещё в своей нормальной фазе, как бы заранее «предчувствует» приближение сверхпроводящего перехода. В непосредственной окрестности выше T_c могут заметно возрастать его проводимость и теплоёмкость, коэф. поглощения звука, термозд и коэф. Холла и др. Увеличение теплоёмкости сглаживает скачок, имеющий место в самой точке перехода. Для чистого массивного сверхпроводника область темп-р ΔT , в к-рой существенно влияние флуктуаций, можно оценить как $\Delta T/T_c \sim \sim (a/\xi)^2 \sim 10^{-11}$ (a/ξ^2 — параметр Гинзбурга — Ландау в а. е., показатель степени зависит от размерности системы). Эти эффекты становятся гораздо более заметными в сплавах и низкоразмерных сверхпроводниках благодаря уменьшению з.эф. корреляц. длины и степени в параметре Гинзбурга — Ландау. Для аморфных плёнок и итевидных кристаллоидов (вискерсов) флуктуационная область темп-р расширяется вплоть до $\Delta T/T_c \sim 10^{-3} - 10^{-1}$. Избиточная проводимость тонкой аморфной плёнки толщиной d при $T > T_c$

$$\Delta\sigma_H = (e^2/4\hbar d) T_c (T - T_c).$$

Эта поправка обусловлена дополнительным, по сравнению с одноэлектронным, механизмом переноса заряда флуктуационно возникающими куперовскими парами (прямой вклад Асламазова — Ларкина, или $d \sigma_H$ и др.)

проводимости). Сверхпроводящие флуктуации определяют топкую структуру аномалий вольт-амперных характеристик туннельных и джозефсоновских контактов, длинные «хвосты» в диамагн. восприимчивости и др. явления в сверхпроводящих системах вблизи T_c .

Лит.: Д. Жей П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1958; Шр и Ффер Д. Ж., Теория сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1970; Бонсовени и С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З., Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений, М., 1977; Тинириам М., Введение в сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1980; Шмидт В. В., Введение в физику сверхпроводников, М., 1982; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; Superconductivity, ed. by R. D. Parks, v. 1—2, N. Y., 1968. А. А. Варламов.

СВЕРХПРОВОДНИКИ — вещества, у которых при охлаждении ниже определенной критич. темп-ры T_c электрич. сопротивление падает до нуля, т. е. наблюдается *сверхпроводимость*. За исключением благородных (Cu, Ag, Au, Pt), щелочных (Li, Na, K и др.), щелочноземельных (Be, Mg и др.) и ферромагнитных (Fe, Co, Ni) металлов, б. ч. остальных металлах. элементов является С. (см. табл. в ст. *Металлы*). Элементы Si, Ge, Bi, Te становятся С. при охлаждении под давлением. Переход в сверхпроводящее состояние обнаружен у неск.

С ростом темп-ры значения всех критич. магн. полей монотонно падают и обращаются в нуль при $T = T_c$. Макс. значения $H_c = H_0$ (или $H_{c2} = H_0$), определенно из эксперим. данных путём экстраполяции к $T = 0$, для нек-рых С. приведены в табл.

Предельная величина постоянного электрич. тока, протекающего по С. без диссипации энергии, наз. *критическим током* I_c . В массивном С. 1-го рода величина I_c определяется током, создающим на поверхности С. поля H_c . В С. 2-го рода значение I_c определяется образованием и движением вихревых токов.

Все чистые металлы, за исключением V и Nb, и нек-рые сплавы с низким содержанием одного компонента являются С. 1-го рода. Группа С. 2-го рода гораздо многочисленнее. Сюда относятся классические С. с высокими значениями T_c и ВТСП.

Среди С. 2-го рода выделяют группу т. п. ж е с т к и х С. Для них характерно большое кол-во *дефектов* структуры (неоднородности состава, вакансии, дислокации и др.), к-рые возникают благодаря спец. технологии изготовления. В жестких С. движение магн. потока сильно затруднено дефектами и тривные *магниточувствительные* обнаруживают сильный *гистерезис*. В этих материалах сильные сверхпроводящие токи (плотностью до $10^8 - 10^9$ А/см²) могут протекать вплоть до полей, близких к верхнему критич. полю H_{c2} при любой ориентации тока и магн. поля. В идеальном С. 2-го рода, полностью лишенном дефектов (к этому состоянию можно приблизиться в результате длительного отжига сплава), при любой ориентации поля и тока, за исключением продольной, сколь угодно малый ток будет сверхпроводиться потерями на движение магн. потока уже при $H > H_{c1}$. Такие С. 2-го рода наз. *мягкими*. Значение H_{c1} обычно во много раз меньше H_{c2} . Поэтому именно жесткие С., у к-рых электрич. сопротивление практически равно нулю вплоть до очень сильных полей, представляют интерес с точки зрения техн. приложений. Их применяют для изготовления обмоток *сверхпроводящих магнитов* и др. целей. Существование недостатков жестких С. является их хрупкостью, сильно затрудняющая изготовление из них проволоч или лент. Особенно это относится к классич. соединениям с самыми высокими значениями T_c и H_c типа V_3Ga , Nb_3Sn , $PbMo_0.8S_8$. Изготовление сверхпроводящих магн. систем из этих материалов — сложная технов. задача.

Огромные значения критич. полей H_0 для ВТСП, определенные путём экстраполяции результатов измерений при высоких темп-рах, открывают принципиально новые перспективы использования этих материалов, однако техн. проблемы, связанные с их применением, ещё не решены.

Лит.: Сверхпроводящие материалы. Сб. ст., пер. с англ., М., 1965; Металловедение сверхпроводящих материалов, М., 1969; Физико-химия сверхпроводников, М., 1976; Высокотемпературные сверхпроводники, пер. с англ., М., 1988. И. И. Крымов.

СВЕРХПРОВОДНИКИ ВТОРОГО РОДА — сверхпроводящие материалы, составляющие один из двух классов, на к-рые подразделяются все сверхпроводники в зависимости от поведения в магн. поле.

Длинный цилиндр из С. в. р., помещенный в продольное магн. поле, обнаруживает полный *Мейснера эффект* лишь в полях, не превосходящих ниж. критич. поля H_1 (см. *Критическое магнитное поле*, *Сверхпроводимость*). В полях с напряжённостью выше H_1 и ниже H_2 (верх. критич. поле) магн. поток начинает проникать в цилиндр, образц, однако даже при установлении термодинамич. равновесия поток, проходящий через цилиндр, имеет меньшую величину, чем в случае, когда образец находится в нормальном состоянии (неполный эффект Мейснера). Это указывает на наличие незатухающих токов в образце, к-рый, следовательно, находится ещё в сверхпроводящем состоянии. Образц полностью переходит в нормальное состояние в полях с напряжённостью выше H_2 (рис. 1). Вблизи поверхности образца из С. в. р. возможно об-

Вещество	Критическая температура, T_c , К	Критическое поле, H_c , Э
Сверхпроводники 1-го рода		
Свинец	7,2	800
Таллий	4,5	530
Олово	3,7	310
Алюминий	1,2	100
Ванн	0,88	53
Вольфрам	0,012	1,0
Сверхпроводники 2-го рода		
Нйобий	9,2	2000
Сплав НТ-50 (Nb—Ti—Zr)	9,7	10000
Nb ₃ A	11	21000
PbMo _{0.8} S ₈	15	60000
Nb ₃ Sn	18	25000
TiBaCu ₂ O ₇	93	150000

соединения сплавов и соединений и у нек-рых *слабомагнитных полупроводников*. Ряд сверхпроводящих сплавов состоит из компонент, не являющихся С. Открыты *органические сверхпроводники* и полимеры, напр. (SN), $T_c = 0,34$ К. По величине T_c в силу историч. причин С. делятся на классические, у к-рых $T_c < 30$ К, и высокотемпературные С. (ВТСП) с характерными значениями $T_c \sim 100$ К (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*).

Наряду с потерей сопротивления важнейшим свойством С. является вытеснение магн. поля из массивного образца (*Мейснера эффект*). В силу этого все С. являются *диамагнетиками*. Слабое магн. поле проникает лишь в тонкий поверхностный слой ≈ 1000 Å и менее. По своему поведению в магн. поле С. делятся на две группы: С. 1-го и 2-го рода. В С. 1-го рода проникновение магн. поля в глубь образца и восстановление сопротивления происходит в определённом критич. поле H_c . При $H \geq H_c$ С. 1-го рода переходит в нормальное — несверхпроводящее состояние. В С. 2-го рода проникновение магн. поля (а в виде вихревых нитей, т. е. вихрей сверхпроводящего тока, каждый из к-рых несёт *квант магнитного потока*) начинается в ниж. критич. поле H_1 и заканчивается в верхнем H_2 . Электрич. сопротивление восстанавливается в осн. вблизи H_{c2} . При $H \geq H_{c2}$ вещество становится полностью нормальным (см. также *Критическое магнитное поле*, *Сверхпроводящие первого рода*, *Сверхпроводники второго рода*, *Решётка вихрей Абрикосова*).

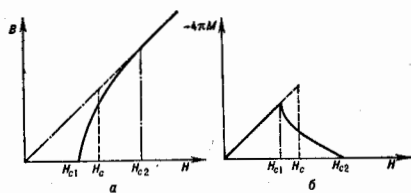


Рис. 1. Зависимость магнитной индукции (а) и намагниченности (б) для длинного сверхпроводящего цилиндра от напряженности продольного магнитного поля. Сплошная линия — сверхпроводник 2-го рода, пунктирная — сверхпроводник 1-го рода.

разование тонкого сверхпроводящего слоя толщиной порядка длины когерентности при напряженности магн. поля в интервале $H_{c2} < H < H_{c3}$ (поверхностная сверхпроводимость). Ниже фазовая диаграмма схематически показана на рис. 2. У С. в. р. (в отличие

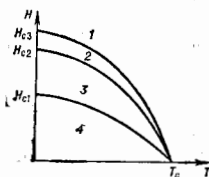


Рис. 2. Фазовая диаграмма для сверхпроводника 2-го рода в форме длинного цилиндра в продольном магнитном поле: 1 — нормальное состояние; 2 — поверхностная сверхпроводимость; 3 — смешанное состояние; 4 — полный эффект Мейснера.

от С. 1-го рода) переходы в магн. поле являются фазовыми переходами 2-го рода (см. *Фазовый переход*).

Идея о существовании в природе двух родов сверхпроводников высказана впервые в 1952 А. А. Абрикосовым и Н. В. Зваричем на основе эксперим. результатов Л. В. Шубникова с соавторами по кривым намагничивания сверхпроводящих сплавов (1937) и данных Н. В. Зварича по критич. полям тонких сверхпроводящих плёнок. Для С. в. р. в магн. поле неустойчивость по отношению к образованию зародышей сверхпроводящей фазы в нормальной возникает раньше, чем становится выгодным переход всего объёма образца в сверхпроводящее состояние. При этом граница раздела нормальной и сверхпроводящей фаз имеет отриц. энергию, в отличие от С. 1-го рода, где эта энергия положительна. В результате при достаточно большом магн. поле (выше H_{c1}) С. в. р. разбивается на большое кол-во чередующихся нормальных и сверхпроводящих областей, причём нормальные области несут квантовое значение магн. потока (см. *Квантование магнитного потока*).

Микроскопич. параметром, характеризующим принадлежность сверхпроводника к 1-му или 2-му роду, является отношение глубины проникновения магн. поля λ к длине когерентности ξ : $\kappa = \lambda/\xi$, называемое параметром Гинзбурга — Ландау (см. *Гинзбург — Ландау теория*). Если $\kappa > 1/\sqrt{2}$, то материал является С. в. р. Среди чистых металлов к С. в. р. относится Nb. По мере введения примесей в С. в. р. материалы, являвшиеся С. 1-го рода в «чистом» состоянии, могут превращаться в С. в. р. Длина когерентности в сплавах $\xi \sim (\xi_0)^{1/2}$, где ξ_0 — длина когерентности чистого материала, а l — длина свободного пробега электронов в сплаве. Длина когерентности ξ может стать значительно короче ξ_0 уже при не очень большой (~1%) концентрации примесей. Глубина проникновения в сплавах $\lambda \sim \lambda_0(\xi_0/l)^{1/2}$ (где λ_0 — глубина проникновения для чистого материала), напротив, воз-

растает при введении примесей, поэтому для сплавов $\kappa = 0,75\lambda_0/l$. Т. о., практически все сплавы (я неупорядоченные плёнки) являются С. 2-го рода. К С. в. р. принадлежат также оксидные высокотемпературные сверхпроводники.

Теория С. в. р. основывается на идее А. А. Абрикосова (1957) о наличии в них квантованных вихрей, образующих двумерную решётку (см. *Решётка вихрей Абрикосова*). Такие вихри существуют в интервале $H_{c1} < H < H_{c2}$ (смешанное состояние) и определяют термодинамич. и транспортные свойства С. в. р., в т. ч. макс. электр. ток, к-рый может протекать по такому сверхпроводнику без сопротивления (*критический ток*). В присутствии электр. тока на вихрь действует *Лоренца сила*. Если вихри не закреплены на дефектах или неоднородностях материала, то они приходят в движение, в результате чего индуцируется электр. поле и происходит диссипация энергии. В этом случае критич. ток равен нулю. Если образец не находится во внеш. магн. поле, то критич. ток совпадает с током, создающим на поверхности образца магн. поле, равное H_{c2} , когда начинают образовываться вихри. Если же вихри закреплены на неоднородностях материала (и в н и в г), то критич. ток определяется равенством силы Лоренца и силы пиннинга, удерживающей вихрь. Неоднородности материала можно создавать искусственно, повышая тем самым критич. ток пиннинга. Материалы с большим критич. током пиннинга (до 10^6 А/см²) ваа. жёсткими сверхпроводниками. Такие материалы используются для изготовления сильных сверхпроводящих магнитов.

Лит.: Сан Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Кембл Ф. и Д. А. Ивс Д. И., Критические токи в сверхпроводниках, пер. с англ., М., 1973; Горьков Л. П., Зварич Н. В., Движение вихрей и электросопротивление сверхпроводников второго рода в магнитном поле, «УФН», 1973, т. 118, в. 3, с. 433.

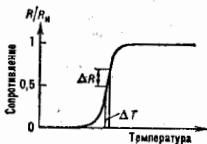
СВЕРХПРОВОДНИК ПЕРВОГО РОДА — Н. В. Коткин. Сверхпроводящие материалы, составляющие один из двух классов, на к-рые подразделяются все сверхпроводники в зависимости от их поведения в магн. поле. Цилиндр из С. п. р., помещённый в продольное магн. поле с напряжённостью H , меньшей термодинамич. критич. поля H_c (см. *Критическое магнитное поле*), обнаруживает полный *Мейснера эффект* (если образец не имеет неоднородностей), в отличие от *сверхпроводников 2-го рода*, у к-рых наблюдается неполный эффект Мейснера в определённом интервале магн. полей. При увеличении магн. поля выше H_c цилиндр из С. п. р. полностью переходит в нормальное состояние. Если образец из С. п. р. имеет произвольную форму, то при помещении его в магн. поле вблизи нек-рых участков поверхности образца напряжённость H может оказаться больше H_c (см. *Размагничивание*), и то время как вблизи др. участков поверхности $H < H_c$. В таком случае образуется структура с чередующимися нормальными и сверхпроводящими областями (доменами) — т. н. *промежуточное состояние*. Интервал магн. полей, в к-ром реализуется промежуточное состояние С. п. р., зависит от формы образца и его ориентации относительно магн. поля. В пластине, помещённой в магн. поле, перпендикулярное её поверхности, промежуточное состояние реализуется в интервале $0 < H < H_c$, для шара этот интервал $H_0/H_c < H < H_c$; своеобразное промежуточное состояние реализуется в цилиндрич. проволоке, несущей ток, такой, что создаваемое им магн. поле на поверхности превышает H_c . На границе нормальной и сверхпроводящей областей магн. поле затухает в глубь сверхпроводящего домена на расстоянии порядка глубины проникновения λ , а сверхпроводящий параметр порядка восстанавливается на длине когерентности ξ (см. *Сверхпроводимость*). Доменная граница имеет положительную поверхностную энергию в отличие от С. 2-го рода, у к-рого она отрицательна. Микроскопич. параметром, определяющим принадлежность сверхпроводников к 1-му или 2-му роду, является

параметр Гинзбурга — Ландау $\kappa = \lambda/\xi$; у С. п. р. $\kappa < 1/\sqrt{2}$. Перехода между нормальным и сверхпроводящим состоянием в магн. поле у С. п. р. являются *фазамими переходами* 1-го рода. При охлаждении образца С. п. р., помещенного в магн. поле, происходит выталкивание магн. потока за счёт движения доменных границ. Если такое движение затруднено неоднородностями образца, то происходит «замораживание» магн. потока; в таком неравновесном состоянии может наблюдаться непольный эффект Мейснера. Практически все чистые металлы за исключением Nb относятся к С. п. р.

Н. Б. Копкин.
СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ — применяемые устройства, основанные на изменении состояния сверхпроводника (или системы сверхпроводников) под действием излучения. Использование сверхпроводников, обладающих малым уровнем шума и сильно нелинейными свойствами, позволяет достигнуть высокой чувствительности С. п. и., приближающейся к теоретич. (квантовому) пределу. Наиб. распространение получил след. вид С. п. и.: сверхпроводниковые *болометры*, применяемые на основе *Джозефсона эффекта* (тунелирование спаренных электронов) и приёмники на основе одночастотного тунелирования.

Чувствительным элементом (ЧЭ) сверхпроводникового болометра (СБ) является сверхпроводящая плёнка (СП), находящаяся при темп-ре, фиксированной на крутом участке кривой перехода плёнки из нормального в сверхпроводящее состояние (рис. 1). Незначит. нагрев плёнки (на $\sim 10^{-4}$ К) потоком эл.-магн. излучения

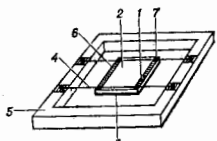
Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления плёнки R при переходе её из нормального в сверхпроводящее состояние. R_N — сопротивление плёнки в нормальном состоянии. Под действием излучения температура плёнки увеличивается на ΔT , её сопротивление на ΔR .



вызывает заметное изменение её сопротивления и напряжения на ней (при фиксир. токе), к-рое и регистрируется малощумящим усилителем. Чувствительность СБ пропорциональна крутизне кривой перехода и поэтому использование материалов с узкими сверхпроводящими переходами является предпочтительным. СП должна удовлетворять и другим, часто противоречивым требованиям: высокое ул. сопротивление в нормальном состоянии, малая толщина, слабая зависимость чувствительности от частоты излучения, малая теплоёмкость и др.

Для достижения высокой чувствительности наиб. выгодным оказалось разделение ф-ций поглощения излучения и реагирования на вызываемый им нагрев. Этот принцип реализован в т. ч. составном болометре, простейшая схема к-рого представлена на рис. 2. В этом болометре ЧЭ (1) — СП из Al. Она нанесена на одну из сторон тонкой сафировой подложки (2), с др. стороны подложки нанесена плёнка Вп (3), поглощающая излучение. Подложка подвешена на тонких нейлоновых нитях (4), к-рые крепятся к массивной медной

Рис. 2. Схема основного узла составного сверхпроводящего болометра: 1 — сверхпроводящая плёнка из Al; 2 — сафировая подложка; 3 — плёнка из Вп; 4 — нейлоновые нити; 5 — медная рама; 6 — висмутовый нагреватель подложки; 7 — контакты на In.



рамке (5) — термостату с большой постоянной времени ($\tau \sim 10$ с). Висмутовая плёнка имеет значит. сопротивление и высокий коэф. поглощения, величина к-рого практически не зависит от длины волны излучения. Находясь в хорошем тепловом контакте с ней плёнка Al обладает узким сверхпроводящим переходом ($\Delta T \sim 10^{-3}$ К) и обеспечивает высокий коэф. преобразования. Включение СП в измерительную схему осуществляется при помощи тонких плёнок из индия, нанесённых на нейлоновые нити (4).

СБ работает в режиме прямого детектирования излучения, к-рое обычно модулируется с НЧ (~ 10 Гц). Пороговая чувствительность $P_{\text{д}}$ СБ, т. е. мощность, вызывающая изменение напряжения на плёнке, равное среднеквадратичному шумовому напряжению на ней (см. *Шумы* в радиоволлектронике), определяется шумом ЧЭ. На практике в высокочувствит. СБ осн. шум обусловлен термодинамич. флуктуациями темп-ры при переносе теплоты от ЧЭ к термостату. Этот шум обычно превосходит джоосоновский шум (*белый шум*) активного сопротивления плёнки, а также шум, вызываемый флуктуациями фонового излучения. В этом случае $P_{\text{д}} \approx (4kT^2G/\tau)$, где G — коэф. тепловой связи ЧЭ с термостатом. Постоянная времени СБ определяется соотношением $\tau = C/G$, где C — теплоёмкость ЧЭ. С учётом этого $P_{\text{д}} \sim \tau^{-1}$ и ухудшается при уменьшении τ , а при фиксированном τ она улучшается с уменьшением C .

Высокочувствительными считаются СБ с $P_{\text{д}} = 10^{-12} - 10^{-14}$ Вт/Гц $^{1/2}$, обладающие довольно значит. инерционностью ($\tau = 10^{-1} - 10^{-4}$ с. Чувствительность описанного выше составного болометра достигает $P_{\text{д}} = 3 \cdot 10^{-15}$ Вт/Гц $^{1/2}$ при частоте модуляции 2 Гц. Для увеличения быстродействия СБ (ведущего к соответствующей потере чувствительности) СП наносится на массивную подложку через теплоизолирующую прослойку, либо СП находится в тепловом контакте с жидким гелием, что обеспечивает быстрый отвод от неё теплоты. Постоянная времени таких СБ уменьшается до $10^{-2} - 10^{-10}$ с, а $P_{\text{д}} = 10^{-2} - 10^{-12}$ Вт/Гц $^{1/2}$.

Деятелье приёмников излучения с джоосоновскими переходами (ДП) основывается на видеоизменении нелинейных вольт-амперных характеристик (ВАХ) этих переходов под действием эл.-магн. излучения. На рис. 3 схематически представлена ВАХ ДП с непосредств. проводимостью (мостик, точечный контакт) как в отсутствие, так и при наличии внеш. излучения.

Рис. 3. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) джоосоновского перехода с непосредственной проводимостью. Сплошная кривая — ВАХ без действия излучения, штриховая кривая — ВАХ при действии излучения, штрихпунктир — нагретая кривая. I_c — критический ток, ΔV — измеренное напряжение под действием излучения.



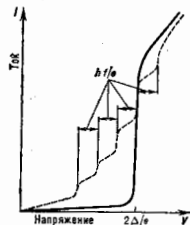
Воздействие излучения (с частотой f) сводится в осн. к подвижному критич. току I_c и появлению вертикальных ступеней при напряжениях $V_n = nh/2e$ (n — целое число, соответствующее номеру ступени). Ступени на ВАХ обусловлены нелинейным взаимодействием в переходе колебаний тока — собственных (джозефсоновских) и наведённых внеш. излучением. В режиме квадратичного детектирования ДП включается в цепь с заданным током и при понижении I_c происходит изменение отклонения на ДП ΔV , к-рое и регистрируется как отклик приёмника. Для малых амплитуд наведённого тока $I \ll I_c$ величина отклика $\Delta V \approx I^2$. В случае значит. частот ΔV определяется кривизной ВАХ и не зависит от частоты. Этот случай типичен случаю обычного классич. детектирования излучения нелинейным элементом. В области высоких частот ве-

личина отклика пропорциональна дифференц. сопротивлению R_d ДП и обратно пропорциональна β . Для смещений вблизи ступеньки отклик резонансным образом зависит от f , т. е. является селективным. В основу конструкции квадратных детекторов положена схема обычного модуля. радиометра, а в качестве ЧЭ чаще всего используется сверхпроводящий точечный контакт, смещение на к-ром задается в максимуме R_d . В области высоких частот ($f \sim 100$ – 200 ГГц) лучшие из полученных значений R_d достигают 10^{-14} – 10^{-15} Вт/ГГц^{1/2}. Спектральная область чувствительности детекторов простирается до ~ 1000 ГГц, при этом, однако, R_d ухудшается с ростом f .

В гетеродинах приёмники излучения нелинейного ВАХ ДП используются для смещения поступающего сигнала с частотой f с сигналом внеш. гетеродина f_0 и с дальнейшим усилением по промежуточной частоте $f_{\text{п}} = |f - f_0|$. Общая схема приёмника аналогична обычным гетеродинам приёмникам с нелинейным смесительным элементом (см. Радиоприёмные устройства). Наилучшая эффективность преобразования частот получается при значениях смещения на ДП в точке максимума R_d (обычно между 0 и V_1 — первой ступеньки). Чувствительность приёмника к смещению зависит от величины шума, добавляемого при преобразовании частоты сигнала к $f_{\text{п}}$, и обычно характеризуется соответствующей шумовой температурой T_N . Сильная нелинейность ВАХ и наличие в ДП собств. генерации создают условия для преобразования сигнала по частоте не только полезного сигнала, но и ш. ВЧ-компонентов шума. В результате, как показывают теория и эксперимент, T_N смесителя на основе ДП в десятки раз превышает его фаз. темп-ру. Частотная область использования смесителей с ДП составляет 30 – 500 ГГц. Для частот ~ 100 ГГц наименьшее достигнутое значение T_N равняется ≈ 100 К. Как квадратичные детекторы, так и гетеродинае приёмники на основе ДП широко не применяются. Причина этого в недостаточной стабильности свойств обычно используемых в них сверхпроводящих точечных контактов и в повн. уровне шума. Вместе с тем по своим возможностям они в ВЧ-области (100 – 1000 ГГц) превосходят, по-видимому, приёмники, основанные на Шоттки эффекте и одночастотных туннельных переходах (см. Туннельный эффект).

В туннельных переходах сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник (СИС) при напряжении смещения $V = 2\Delta/e$, где Δ — ширина энергетич. щели сверхпроводника, начинается туннелирование от. электронов, к-рому соответствует резкий рост тока через переход (рис. 4). Большая величина ВАХ такого одно-

Рис. 4. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) туннельного перехода сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник. Сплошная кривая — ВАХ без действия излучения, штриховая кривая — ВАХ при действии излучения с частотой f .



частичного туннелирования может быть использовано для прямого детектирования эл.-магн. излучения. Отклик приёмного элемента СИС в этом случае определяется как изменение тока через переход на единицу мощности падающего излучения. В случае низких частот отклик пропорционален крутизне ВАХ, а при частотах $hf > \delta V$, где δV — ширина области роста тока вблизи энергетич. щели, предельное значение от-

клика соответствует квантовому пределу hf/e . Пороговая чувствительность R_d такого детектора ограничивается шумом тока смещения. В квантовом пределе R_d пропорциональна корню квадратному из числа фотонов, поглощённых за время, соответствующее обратной ширине полосы детектора, и вызывающих изменение тока в детекторе, равное ср. шумовому току. Достигнутое значение $R_d = 2,6 \cdot 10^{-16}$ Вт/ГГц^{1/2} для частоты 36 ГГц очень близко к квантовому пределу и является наилучшим для детекторов миллиметрового диапазона. В комбинахров. туннельном переходе сверхпроводник — изолятор — нормальный металл было осуществлено детектирование излучения с частотами до ≈ 600 ГГц, величина отклика при этом также была близка к квантовому пределу.

Резкая нелинейность ВАХ переходов СИС используется для создания смесителей миллиметрового диапазона. Первоначально СИС использовались только как нелинейное сопротивление по схеме обычного классич. смесителя. В этом режиме для туннельного перехода Рb(Vi) были получены малые потери преобразования (≈ 2 дБ), а шумовая темп-ра 3 ± 4 К (на частоте ≈ 36 ГГц). Позднее теоретически и экспериментально было показано, что в результате происходящего в СИС процесса туннелирования, сопровождаемого поглощением фотонов падающего излучения, $hf > \delta V$, выходной импеданс может принимать очень большие значения и даже становится отрицательным. Подобные эффекты наблюдаются при смещении, несколько меньшем $2\Delta/e$, и в этом случае преобразование сигнала может осуществляться с большим усилением. Реализация больших усилений на практике приводит к неустойчивой работе приёмника. Поэтому наиб. выгодным оказался режим работы с таким усилением, при к-ром шумовая темп-ра усилителя промежуточной частоты, рассчитанная к смесителю, соответствует уровню шумовой темп-ры смесителя T_N . В таком режиме на оловянном СИС с круглой ВАХ при усилении ≈ 4 дБ удалось достичь значений $T_N = 9 \pm 6$ К для частоты 36 ГГц. Смесители на основе СИС получили довольно широкое распространение и на практике применяются разл. варианты их конструкций. Частотная область их использования 30 – 300 ГГц. Значение T_N близко к квантовому пределу hf/k и по этому параметру СИС-смесители превосходят и смесители на основе диозефовских переходов и на основе эффекта Шоттки. По своей чувствительности они достигли уровня *мазеров*, будучи вместе с тем более высокочастотными и широкополосными, чем последние. Частотный диапазон СИС-смесителей со стороны высоких частот ограничивается шунтирующим действием собств. ёмкости перехода и возрастанием вклада допл. (диозефовского) шума с увеличением частоты. Для повышения рабочих частот перспективным является использование сверхпроводящих материалов с высокой критической температурой.

Высокая чувствительность описанных выше С. п. в ряде случаев близкая к квантовому пределу, делает целесообразным их применение прежде всего для регистрации чрезвычайно слабых потоков эл.-магн. излучения — в спектроскопии, астрономии, биологии, медицине и во многих физ. измерениях.

Лит.: Надь Ф. Я. Приёмники миллиметрового и субмиллиметрового излучения на основе диозефовских переходов, «ИТЭ», 1975, № 1, с. 7; Кошелев В. П., Овсянников Г. А., Кривошеин СВЧ устройства, «Зарубежная радиоэлектроника», 1982, № 8, с. 31; Хребтов И. А., Сверхпроводниковые болометры, «ИТЭ», 1984, № 4, с. 5; Tucker J. R., Feldman M. J., Quantum detection at millimeter wavelengths, «Rev. Mod. Phys.», 1985, v. 57, № 4, p. 1055.

Ф. Я. Надь

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ МАГНИТ — *электроманит*, в к-ром ток, создающий магн. поле, протекает в осв. по сверхпроводнику, вследствие чего омические потери в обмотке С. м. весьма малы. С. м. намагниот сверхпроводящим проводом, состоящим, как правило, из волокон сверхпроводящего материала (напр., сплава

вниобия с титаном или соединения типа $A-15: Nb_2Sn, V_3Gd$, заключённых в матрице из несверхпроводящего металла. Обмотку С. м. помещают в *криостат*, поддерживающий темп-ру ниже темп-ры перехода проводов обмотки в сверхпроводящее состояние. Ведутся работы над созданием С. м. с использованием высокотемпературных сверхпроводников, открытых в 1986 г. м. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*.

Параметры С. м. принципиально ограничены свойствами сверхпроводящего провода: значением его критич. темп-ры, *критическим магнитным полем* и токо-несущей способностью (*критическим током*). Инобий-титановые С. м. позволяют получать при 4,2 К магн. индукцию $B \lesssim 10$ Тл, а инобий-олювяные С. м. — $B \lesssim 20$ Тл. Первонач. попытки применить в С. м. сверхпроводники 1-го рода [Х. Камерлинг-Оннес (Н. Kamerlingh-Onnes), 1911] оказались неудачными из-за низких значений критич. магн. полей этих материалов. Первые С. м. на совр. материалах (из т. н. жестких сверхпроводников 2-го рода) были созданы в 1961.

Достоинством С. м. по сравнению с обычными резистивными электромагнитами является малое потребление энергии, в осн. на компенсацию теплоты, поступающей через теплоизоляцию криостата, по несверхпроводящим тоководам, а также на тепловыделение в омических контактах между отрезками сверхпроводящих проводов. В С. м. с пост. индукцией расход энергии по крайней мере в тысячу раз меньше, чем омические потери в резистивных обмотках обычных электромагнитов такого же назначения. Капитальные затраты на создание крупных С. м. сопоставимы с затратами на создание резистивных электромагнитов — относительно высокая стоимость сверхпроводящей обмотки компенсируется отсутствием необходимости в мощных источниках питания и громоздких системах её водяного охлаждения. Макс. размеры С. м. ограничиваются не энергетич. соображениями, а прочностью материалов, из к-рых изготовляют баддаж С. м. Существуют проекты С. м. с характерными размерами до деск. сотен метров.

Рабочая темп-ра совр. С. м. лежит в диапазоне 1,8—10 К, хладагентом служит жидкий или газообразный гелий. Большинство С. м. работает в криостатах, заполненных жидким гелием, кипящим при атмосферном или пониженном давлении. Иногда применяют косвенное охлаждение обмотки, при к-ром теплопроводность вещества (компаунда), пропитывающего обмотку, позволяет отвести от неё теплоту к конструктивным элементам, омываемым жидким гелием. В С. м. с заметным тепловыделением, обусловленным либо гистерезисными и кооперативными потерями в сверхпроводящем проводе в переменном магн. поле, либо радиац. потерями, применяют проточное охлаждение, создавая принудит. движение хладагента через обмотку. В особо крупных С. м. и в С. м. сложной конфигурации нередко используют циркуляц. охлаждение, направляя поток хладагента по герметичному каналу, совмещённому с обмоточным проводом.

Специфич. недостатком С. м. является возможность его выхода из рабочего режима вследствие потери обмоткой сверхпроводимости, причём это может произойти при значениях тока, существенно меньших токо-несущей способности провода (даже при значениях индукции и темп-ры, соответствующих расчётным рабочим параметрам С. м.). Это явление наз. дегр. ад. в 1-й ст. сверхпроводящего провода в обмотке С. м. Переход обмотки С. м. в нормальное (несверхпроводящее) состояние сопровождается диссипацией запасённой эл.-магн. энергии, разогревом обмотки и возникновением внутри неё значит. электрич. напряжений, что может повести к повреждению С. м. Физ. природа деградации связана с тем, что в напряжённой полдероторными силами обмотки С. м. происходит микрособытия (возмущения), сопровождающиеся тепловыделением

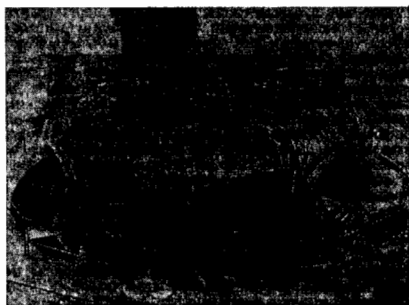
(движение витков, растрескивание компаунда, проскальзывание обмотки относительно каркаса), к-рые могут привести к превышению критич. темп-ры в захваченном этим возмущением объёме провода. Величина и вероятность таких возмущений пока не поддаются расчёту, но их естественно связать с уровнем достигаемых в обмотке механч. напряжений, что позволяет объяснить тот эмпирич. факт, что деградации в большей степени подвержены крупные С. м. с П. м. некрутой формы. Механич. возмущения, амплитуда к-рых недостаточна для перевода сверхпроводника в норм. состояние непосредственно, могут спровоцировать т. н. термоматн. неустойчивость и привести к деградации. В процессе развития неустойчивости выделяется дополнит. энергия, запасённая в токах, экранирующих сверхпроводящий провод, когда он находится во внеш. магн. поле. Эта энергия тем больше, чем больше диаметр сверхпроводящих волокон и их критич. ток, поэтому обмотки из проводов с толстыми волокнами и из проводов с высокой токо-несущей способностью более подвержены деградации. В С. м. с медленно изменяющимся магн. полем, таким, что возникающее электрич. поле влде в проводе не превышает электрч. поля срыва» (0,1—10 мВ/см), термоматн. неустойчивость не развивается самопроизвольно и для перевода провода в норм. состояние необходимо внеш. возмущение конечной величины. В обмотках с быстро меняющимся полем возможно спонтанное развитие термоматн. неустойчивостей.

Увеличение или уменьшение норм. зоны, возникшей в обмотке под влиянием возмущения, зависит от баланса выделения в этой зоне тепла и теплообмена в обмотке. Несверхпроводящая зона может исчезнуть, и при этом режим С. м. не нарушится, а может и распространиться по обмотке. Защита С. м. в этом случае заключается в уменьшении тока в обмотке со скоростью, позволяющей не допустить чрезмерного перегрева обмоточного провода и слишком быстрого испарения жидкого гелия, но и не столь большой, чтобы растущие в обмотке электрч. напряжения могли повредить изоляцию провода.

Выбор способа защиты обмотки при переходе её в норм. состояние зависит от скорости распространения в ней норм. зоны. В С. м., в к-рых эта скорость мала, применяют активную защиту: отключив источник питания, представляют току возможность затухнуть на сопротивлениях, расположенном вне криостата. При невозможности применения активной защиты стараются искусственно увеличить скорость распространения норм. зоны, чтобы запасённая энергия выделилась в обмотке возможно равномернее и не привела к локальным перегревам.

Меры борьбы с деградацией заключаются в уменьшении частоты и амплитуды механч. возмущений (для этого закрепляют провод по всей длине обмотки). Саму обмотку делают возможно более жёсткой и ограничивают возможности развития термоматн. неустойчивости, используя обмоточные провода с весьма тонкими сверхпроводящими волокнами (0,1—30 мкм), скрученными вокруг продольной оси. Повышают также устойчивость к возмущениям и обеспечивают условия для исчезновения в проводе норм. зоны, если она возникла (для этого в сечении провода увеличивают долю норм. металла с высокой электропроводностью, повышают эфф. теплоёмкость провода и улучшают его теплообмен с жидким гелием). При обеспечении отвода к хладагенту практически всего тепла, генерируемого при рабочем токе в проводе, нагревом до критич. темп-ры, возникшая норм. зона неизбежно исчезает. Такие стационарные стабилизаторы обмотки наиб. надёжны, но этот метод используют лишь в особо крупных С. м., поскольку требуются кол-во норм. металла и значит. сечение необходимых для хладагента каналов резко снижают ср. плотность тока в обмотке (до $3—10 \cdot 10^7$ А/м²), делая её весьма громоздкой. Не-

обязательное осуществление хорошего теплообмена в обмотках, где возмущения ограничены, позволяет достигать в них высоких ср. плотностей тока ($2-5 \cdot 10^8$ А/м²). Однако обычно эти значения заметно меньше критич. плотности тока в сверхпроводнике. Выбираемая при проектировании С. м. ср. плотность тока зависит от значений запасной в обмотке энергии, требований к надежности С. м., а также от макс. индукции в обмотке. В С. м., рассчитываемых на получение



Внешний вид сверхпроводящего магнита установки «Токамак Т-15» Института атомной энергии имени И. В. Курчатова (Москва, 1988).

сильных магн. полей, при к-рых плотность тока в ирреводе ограничивается макс. значением индукции в обмотке, ср. плотность тока можно повысить за счёт применения проводов равных сечений (большого в области с высокой индукцией и меньшего в областях с низкой индукцией). Такая оптимизация сечения проводов обмотки позволяет увеличить ср. плотность тока в неск. раз по сравнению с локальной плотностью тока в области макс. индукции.

С. м. нашли широкое применение в науч. приборостроении. Сверхпроводящие соленоиды с индукцией до 15–16 Тл используются для исследований в физике твёрдого тела и для испытаний сверхпроводящих материалов. Для ЯМР-спектрометров используют высокостабильные С. м. с короткозамкнутой обмоткой и характерным временем изменения магн. поля до 10^{10} с. С. м. в физике высоких энергий служат в качестве отклоняющих, фокусирующих и анализирующих магнитов (см. *Детекторы*), напр.: ускоритель с энергией протонов до 0,8 ТэВ в Лаборатории им. Ферми (США); сооружаемый в пос. Протвино под Москвой ускоритель-накопитель комплекс с энергией протонов до 3–5 ТэВ; пузырьковая камера объёмом 33,5 м³ в С. м. к-рой запасена энергия 800 МДж (ЦЕРН, Швейцария). Особо крупные С. м. применяют в физике плазмы и в прототипах термоядерных реакторов. Введённая в 1989 в СССР (Ин-т атомной энергии им. И. В. Курчатова) установка «Токамак Т-15» имеет тороидальный С. м. с запасной энергией 0,5–1 ГДж (рис.). ЯМР-томографы с С. м. используют в медицине.

Существует много идей по применению С. м. в народном хозяйстве: сверхпроводящие обмотки возбуждения электр. машины и МГД-генераторов, поезда на магн. подушке, энергетич. накопители, магн. сепараторы для обогащения слабых магн. руд. Однако внедрение низкотемпературных С. м. встречает большие трудности. Освоение высокотемпературной сверхпроводимости должно снять многие технич. трудности по применению С. м.

Лит.: Сверхпроводящие соленоиды. [Сб. ст.] пер. с англ., М., 1985; Техническая сверхпроводимость в электроэнергетике и электротехнике. Сб., М., 1982; Уилсон М., Сверхпроводя-

щие магниты, пер. с англ., М., 1985; Collins E. W., Applied superconductivity, metallurgy and physics of titanium alloys, v. 1–2, N. Y.—L., 1986.

Е. Ю. Кашинко, А. В. Попов

СВЕРХРЕФРАКЦИЯ — явление инверсии высотного хода приведённого (с учётом сферичности земной поверхности) показателя преломления для радиоволн, распространяющихся над поверхностью Земли (см. также *Рефракция радиоволн*). Приводит к образованию тропосферного волновода для УКВ и к существу. расширению радиогоризонта.

Лит.: Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Крайцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г., Прокоевский радиоволн через атмосферу Земли, М., 1983.

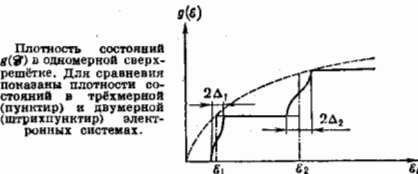
СВЕРХРЕШЕТКА — твердотельная периодич. структура, в к-рой на носители заряда (электроны), помимо обычного потенциала кристаллич. решётки (см. *Внутрикристаллическое поле*), действует дополнит. потенциал. Как правило, это одномерный потенциал $V(r)$ с периодом d , меньшим длины свободного пробега электронов, но значительно большим периода a осей решётки (от нескольких нм до десятков нм). Наиб. интенсивно исследуются полупроводниковые С., во наряду с ними возможны металлич. и магн. С. Потенциал $V(r)$ обычно создается искусственно путём чередования тонких полупроводниковых слоёв, отличающихся по типу легирования и (или) хим. составу (композиционные С., *гетероструктуры*). В последнем случае С. можно рассматривать как периодич. систему квантовых ям, разделённых сравнительно узкими барьерными слоями с заметной туннельной прозрачностью для носителей заряда (волновые ф-ции электронов перекрываются).

Если длина свободного пробега носителей существенно превосходит период потенциала $V(r)$, то наличие последнего видоизменяет энергетич. спектр электронов и дырок. Дополнит. периодичность вдоль одной из осей (z), наа. о сью С., приводит к тому, что компонента энергетич. спектра, связанная с движением вдоль этой оси, представляет систему узких полос — m и n и z ои. В перпендикулярной плоскости носители ведут себя как свободные частицы с соответствующей эфф. массой m . Полностью энергетич. спектр носителей заряда в С. может быть записан в виде

$$E = E_i + \Delta_i \cos(p_z d / \hbar) + \left(p_x^2 + p_y^2 \right) / 2m,$$

где i — номер минизоны, Δ_i — её ширина.

На рис. показан вид *плотности состояний* $g(E)$, соответствующей такому спектру. Значения Δ_i и E_i (определяющей положение минизоны) зависят от амплитуды и формы $V(z)$. С ростом амплитуды $V(z)$ и её периода d ширина минизоны Δ_i уменьшается. При узких минизонах ($\Delta_i \ll kT$) волновые ф-ции электронов



вдоль осей z перекрываются незначительно (прозрачность барьеров мала) и электронный спектр состоит из дискретных уровней (узких энергич. рассеяний). Носители заряда в С. локализованы в ямах потенциала $V(z)$, и $g(E)$ имеет вид ступенки. Электронный газ

в С. ведёт себя как двумерный. Напротив, при $\Delta_1 \gg \Delta T$ свойства С. сходны со свойствами трёхмерного полупроводника.

Для С. характерна рекая анизотропия важнейших активированных свойств, в первую очередь кинетик. коэффициентов и внутривозонных оптич. характеристик, где полосы интенсивного межзонного поглощения существуют лишь для света, поляризованного вдоль оси С. Последнее обстоятельство позволяет использовать С. в качестве фильтров и поляризаторов ИК-излучения. Эффекты межзонного поглощения находят применение в ИК-фосфорильных датчиках с диапазоном спектральной чувствительности, зависящим от параметров потенциала $\Psi(r)$.

Из-за малой ширины минизон нелинейные эффекты в проводимости вдоль оси С. проявляются при значительно меньших напряжённостих электрич. поля, чем в однородных кристаллах. Это позволяет использовать С. для нелинейного преобразования СВЧ-сигналов (генерация высших гармоник и комбинац. частот, самоволнуиров. прозрачность и др.). В пост. электрич. поле, параллельном оси С., вольт-амперная характеристика (ВАХ) имеет падающие N -образные участки. Благодаря их наличию С. можно использовать в качестве генератора и усилителя эл.-магн. колебаний, частота к-рых может перестраиваться в широких пределах изменением электрич. поля. Сверхрешётчатые гетероструктуры находят применение также в лавинных фотодиодах. Благодаря различию в разрывах зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице, коэффициенты умножения электронов и дырок могут резко различаться, что способствует снижению шумов при лавинном умножении.

Интерес представляют также т. н. *nipi*-сверхрешётки — химически однородные полупроводники с чередующимися n - и p -слоями, напр. в n -GaAs— i — p -GaAs— p -GaAs. В них амплитуда потенциала $V(r)$, определяющая эфф. ширину запрещённой зоны, спектры фоточувствительности и люминесценции, а также ряд др. свойств могут меняться в широких пределах под влиянием внеш. подсветки или управляющего напряжения между n - и p -слоями.

Для изготовления С. на основе гетероструктур чаще всего используется система GaAs—Al_xGa_{1-x}As с хорошо согласующимися постоянными решётки. Однако последнее требование не является обязательным, существуют т. н. *n*—*a*—*p*—*a*—*n*—*a*—*p*—*a*—*n* системы, где рассогласование решётки ликвидируется за счёт внутр. напряжений в слоях. Указанные напряжения, величина к-рых зависит от толщины слоёв, могут заметно изменять параметры энергетич. спектра С. (напр., ширину запрещённой зоны). Это открывает дополнил. возможность управления спектром фоточувствительности и некр-рыми др. свойствами. Важнейшие материалы для изготовления напряжённых С. — твёрдые растворы Ge_xSi_{1-x}, GaAs_{1-x}P_x, In_xGa_{1-x}As и др. Для приближенио дальнего ИК-излучения используются С. в системе CdTe—HgTe, успешно заменяющие однородные твёрдые растворы в той же системе. Осн. методом выращивания как гетероструктурных, так в *nipi*-С. служит молекулярно-лучевая эпитаксия.

Возможны также плоские С., к-рые возникают, если в двумерном электронном слое (напр., в МДП-структурах) периодические промодулировать плотность поверхностного заряда. В качестве С. для двумерных электронов может также использоваться поверхность с выносами кристаллографич. индексами (орнентация n и a С.). Наряду с такими статическими С. возможны также динамические С., создаваемые периодич. деформацией образца в поле мощной УЗ-волны или стоячей световой волны.

Помимо искусственных С. существуют естественные С. в виде полугетерных полупроводниковых соединений, напр. SiC, слоистых полупроводников типа $A^mB^mV^i$

(напр., GaSe), диалкоголидов переходных металлов (напр., MoS₂, см. *Сверхструктура*).

Лит.: Дин А. Я., Сверхрешётки периодические полупроводниковых структур (Обзор), «ФТИ», 1974, т. 8, в. 10, с. 184; Озбогун Г. С., Strained-layer superlattices from lattice mismatched materials, *J. Appl. Phys.*, 1982, в. 53, п. 1586; Си и Чан А. П., Полупроводниковые сверхрешетки, «ФЭИ», 1985, т. 147, в. 2, с. 487; Васс Ф. Г., Булгаков А. А., Теретов А. П., Высококачественные свойства полупроводников со сверхрешетками, М., 1989; Херман М., Полупроводниковые сверхрешетки, пер. с англ., М., 1989; Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры, пер. с англ., М., 1989. А. Я. Шил.

СВЕРХСВЕТОВАЯ СКОРОСТЬ — скорость, превышающая скорость света. Согласно относительности теории, передача любых сигналов и движение материальных тел не может происходить со скоростью, большей скорости света в вакууме. С. Однако всякий колебат. процесс характеризуется двумя разл. скоростями распространения: групповой скоростью $u_{ГР} = \partial\omega/\partial k$ и фазовой скоростью $u_{Фаз} = \omega/k$, где ω и k — частота и волновой вектор волны. $u_{ГР}$ определяет скорость переноса энергии группой волн с близкими частотами. Поэтому в соответствии с принципом относительности $u_{ГР}$ любого колебат. процесса не может превышать с. Напротив, $u_{Фаз}$ к-рая характеризует скорость распространения фаз каждой монохроматич. составляющей этой группы волн, не связана с переносом энергии в волне. Поэтому она может принимать любые значения, в частности и значения $> c$. В последнем случае о ней говорят как о С. с.

Простейший пример С. с. — фазовая скорость распространения эл.-магн. волн в волноводах. Действительно, эл.-магн. волна частоты ω распространяется вдоль оси волновода по закону $\exp[i(k_2 z - \omega t)]$, где k_2 — проекция волнового вектора k на ось волновода z. Волновой вектор k связан с частотой ω соотношением $k^2 = \omega^2/c^2$, где $k^2 = k_1^2 + k_2^2$, а k_1 — проекция волнового вектора k на поперечное сечение волновода z = const. Тогда $u_{Фаз}$ волны вдоль осн волновода

$$u_{Фаз} = \omega/k_2 = c / \sqrt{1 - c^2 k_1^2 / \omega^2}$$

будет больше с, а

$$u_{ГР} = \partial\omega/\partial k_2 = c \sqrt{1 - c^2 k_1^2 / \omega^2}$$

меньше с.

Приведём ещё один пример существования С. с. Если вращать электронный пучок с помощью соответствующей электронной пушки вокруг нек-рой осн с угл. скоростью Ω , то линейная скорость пятна от пучка электронов $u = \Omega R$ на достаточно больших расстояниях R от осн может стать больше скорости света. Однако перемещение электронного пятна от пушки по окружности радиуса R_0 со скоростью $u = \Omega R_0$ с эквивалентно перемещению в пространстве фазы пучка. Энергия пучка при этом переносится в радиальном направлении и скорость переноса не может стать больше с.

При распространении сигнала в среде с показателем преломления n волновой вектор k эл.-магн. волны и её частота удовлетворяют соотношению $k^2 = (\omega^2/c^2)n^2$. В этом случае $u_{Фаз} = c/n$. Для среды с $n < 1$ $u_{Фаз} > c$. Пример такой среды — полностью ионизованная плазма, у к-рой $n^2 = 1 - 4\pi N e^2/m\omega^2$, где e и m — заряд и масса электрона, а N — плотность электронов в плазме. В среде с $n > 1$ $u_{Фаз} = c/n < c$. Однако в этом случае возможно реальное движение материальных частиц со скоростью v , большей скорости света в среде (т. е. $v > c/n$). Движение заряд. частиц с такой скоростью ($v > c/n$, но $v < c$) приводит к возникновению Черенковской — Вагловской излучения.

Лит.: Вавкин С. Я., Д. А. Электромагнитные волны, 2 изд., М., 1988; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987; Вологовский Б. М., Высок В. П., Излучение при сверхсветовом движении зарядов, «ФЭИ», 1980, т. 180, в. 6, с. 141. Ч. Н. Столяров.

СВЕРХСВЕТОВЫЕ СКОРОСТИ в астрофизике. Теория относительности предполагает существование макс. скорости движения физ. объектов (распространения сигналов), равной скорости света в вакууме. Однако изменение положения в пространстве точек, выделенных по тем или иным признакам, может происходить и с большими скоростями. Подобные же сверхсветовые движения нередко наблюдаются в активных *ядрах галактик*.

Краткая история их обнаружения такова. Известно, что *яркостная температура* $T_{\text{я}}$ некогерентных источников *синхротронного излучения* (в частности, радиосточников, связанных с вихревыми ядрами галактик) не может превышать теоретич. предел $\sim 10^{12}$ К. Большой темп-рам соответствует столь высокая плотность энергии синхротронного излучения, что происходит катастрофически быстрое потери энергии релятивистских электронов из-за обратного комптоновского рассеяния синхротронных фотонов (см. *Комптона эффект*). Однако наблюдения перем. внегалактич. радиосточников часто дают $T_{\text{я}} > 10^{12}$ К, если их размеры d оценивать из очевидного соотношения $d \leq ct$, где t — характерное время перемещения (изменения потока излучения). (Непосредств. измерения размеров этих радиосточников, расположенных в ядрах галактик, невозможны из-за недостаточного угла разрешения обычных радиотелескопов.) Чтобы объяснить этот факт, предлагалось отказаться от некогерентного синхротронного механизма, к-рый успешно применялся для интерпретации остальных особенностей радиозлучения *квасаров и радиогалактик*. В 1966 М. Рис показал [1], что преодолеть указанное затруднение можно, если предположить, что излучающая плазма движется с релятивистской скоростью под небольшим углом к лучу зрения. Тогда наблюдаемая яркостная темп-ра может превышать собственую (в системе покоя плазмы) яркостную темп-ру в γ^3 раз, где γ — фактор Лоренца. Так возникла идея о выбросе вещества из ядер галактик с релятивистскими скоростями. В нач. 1970-х гг. М. Коэн, А. Мофсет (А. Moffet) и др. [2, 3] действительно обнаружили быстрые перемещения компонент ра-

диосточников. Причём проекция их линейной скорости на небесную сферу даже превышала скорость света. Благодаря развитию техн. базы и методов обработки данных *радиотелескопов* со сверххладными базами удалось построить качественные изображения радиосточников в ядрах галактик. На рис. 1(а, б) представлены карты (радиоаэрофото) радиосточника в ядре радиогалактики 3С120, полученные для двух разл. моментов времени [4]. (Расстояние в 2 мек дуги соответствует 1 парсеку $\approx 3 \cdot 10^{18}$ см.) Источник имеет типичную для ядер радиосточников структуру — ядро — струя. Ядро — яркий точечный источник с координатами (0, 0); струю, имеющую здесь проекционный линейный размер ≈ 50 жк, удаётся проследить (с помощью др. радиотелескопов) вплоть до расстояний ≈ 100 жк, что гораздо больше размеров галактики. За тем она «вливается» в протяжённую компоненту радиосточника 3С120, т. е. радиооху. Полный размер радиосточника ≈ 400 жк, причём протяжённая структура содержит два «радиоуха», расположенные по разн. стороны от галактики. Сравнительное положение «пятен» на рис. 1(а, б), нетрудно заметить их смещение в сторону от ядра. Угл. скорость смещения $\approx 2,5$ мек дуги в год соответствует линейной скорости $\approx 4c$. Объяснение этого явления состоит в следующем. Рассмотрение нек-рое физ. образование, перемещающееся вдоль струи со скоростью $v_{\text{пл}}$ под углом ϕ к лучу зрения (рис. 2). Проекция его скорости на небесную сферу $v_{\text{пр}} = v_{\text{пл}} \sin \phi$. Однако чем дальше оно продвигается вдоль струи, тем меньше времени требуется испущенным им фотонам, чтобы достигнуть наблюдателя. Из-за этого наблюдаемая скорость перемещения пятна в картинной плоскости

$$v_{\text{наб}} = \frac{v_{\text{пр}} \sin \phi}{1 - v_{\text{пл}} \cos \phi/c}$$

На рис. 3 представлена зависимость $v_{\text{наб}}$ от ϕ при разл. значениях $v_{\text{пл}}$. Видно, что при релятивистских значениях $v_{\text{пл}}$ наблюдаемая скорость $v_{\text{наб}}$ может превышать c .

Т. о., и высокие яркостные темп-ры, и «сверхсветовые перемещения пятен» можно объяснить, если радиозлучающая плазма выбрасывается из ядра галактики с релятивистскими скоростями. Другое важное свойство, имеющее естеств. объяснение в рамках такой интерпретации, — асимметрия ядерных радиосточников. Внеш. «радиоухи» с примерно одинаковыми характеристиками расположены по обе стороны от ядра галактики. А струя, к-рая, по совр. представлениям, обеспечивает их существование непрерывной передачей им энергии из ядра галактики, наблюдается лишь в направлении одного из них. (Такая асимметрия сохраняется и за пределами ядра.) Частота и излучат. способность (см. *Излучение плазмы*) в системе отсчёта наблюдателя ($v', v_{\text{пл}}$) и в системе отсчёта движущейся (со скоростью V) плазмы струи ($v, v_{\text{пл}}$) связаны следующим обра-

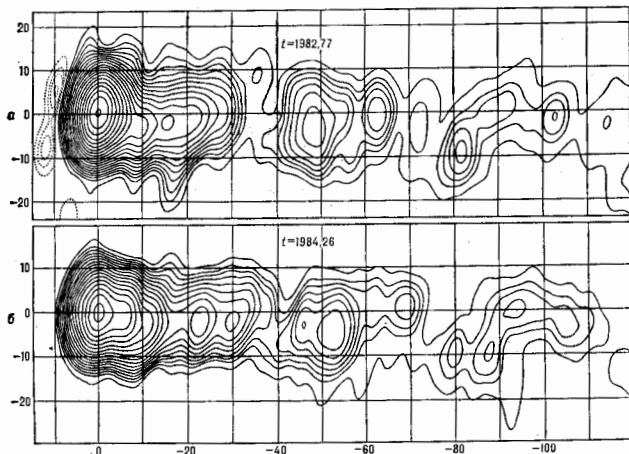


Рис. 1. Радиокарта источника 3С120: t — время в годах; $\Delta\alpha$ — расстояние от ярчайшей точки вдоль оси склонения в $0,001''$; $\Delta\delta$ — расстояние от ярчайшей точки вдоль оси прямых восходящих в $0,001''$.

зом: $v = Dv'$, $\epsilon_0(v) = D^2\epsilon_0(v')$, где $D = [\gamma(1 - \mathbf{v}\mathbf{n}/c)]^{-1}$ — фактор Доплера, \mathbf{n} — единичный вектор, направленный в точку наблюдения. Эти ф-лы отражают релятивистские эффекты смещения частоты и абберации излучения (см. *Доплера эффект*). Тогда при степенном законе $\epsilon_0'(v') \propto (v')^{-\alpha}$ отношение потоков S от струй, вытекающих в противоположные стороны из ядра, равно:

$$\frac{S_+}{S_-} = \left(\frac{1 + \text{Vcos}\phi/c}{1 - \text{Vcos}\phi/c} \right)^{2+\alpha}$$

На рис. 4 показана зависимость этого отношения от ϕ при типичном значении $\alpha = 0.6$. Очевидно, что направленная к наблюдателю струя может быть гораздо ярче контрструи. Т. о., отмеченная асимметрия также объясняется релятивистскими эффектами. Успешное объяснение этих и др. свойств радиосточников в ядрах

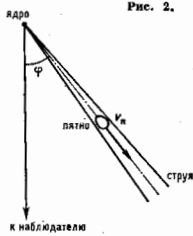


Рис. 2.

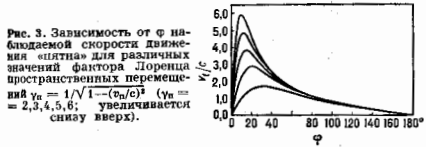


Рис. 3. Зависимость от ϕ наблюдаемой скорости движения «плотна» для различных значений фактора Лоренца пространственных перемещений $v_0 = 1/\sqrt{1 - (v_0/c)^2}$ ($v_0 = 2, 3, 4, 5, 6$; увеличивается снизу вверх).

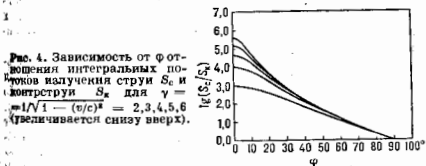


Рис. 4. Зависимость от ϕ отношения интегральных потоков излучения струй S_+ и контрструи S_- для $v = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2} = 2, 3, 4, 5, 6$ (увеличивается снизу вверх).

со стационарной ударной волной в этой струе, сверхсветовые «плотна» — с нестационарными ударными волнами. Повыш. яркость этих деталей объясняется процессами усиления магн. поля и ускорения релятивистских электронов на ударном фронте (см. *Ускорение заряженных частиц*).

СВЕРХСИЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ — поля с напряжённостью $H \geq 1$ Мэ (граница условия). Классификацию магн. поля обычно связывают со способами получения полей. Слабые (до 0,5 кэ) и средние (до 40 кэ) магн. поля получают в лаб. условиях с помощью постоянных магнитов и электромагнитов. Для получения сильных стационарных полей до ~300 кэ исполь-

зуют охлаждаемые и сверхпроводящие соленоиды (катюшки) (см. *Сверхпроводящий магнит*). Поля св. 300 кэ получают практически только в квазистационарных (длительность импульса $t \sim 10^{-3} \pm 10$ с) или импульсных ($t < 10^{-9}$ с) режимах при пропускании сильных электрич. токов через соленоиды разл. конструкций либо при сжатии внеш. силами магн. потока внутри замкнутого проводящего витка (д а й н е р а). Генерация С. м. п. с напряжённостью ≥ 1 Мэ сопровождается существом повреждениями материала катушек и даже их разрушением, т. е. магн. системы становятся пригодными только для однократного применения. Простейший способ получения С. м. п. — разряд батареи импульсных конденсаторов через одновитковый соленоид. Таким способом получают магн. поля до 8/Мэ. Поле в 4 Мэ обладает плотностью энергии $H^2/8\pi$, сравнимой с энергией связи атома в твёрдых телах (для металлов ϵ имеет величину неск. эВ/ат). В зоне действия такого поля происходит, как правило, полное разрушение (превращения в пар) материала катушки. Самые высокие значения поля (вплоть до 25 Мэ) в лаб. условиях получают методом сжатия магн. потока с использованием энергии взрывчатых веществ (ВВ).

Совр. физику интересуют и более высокие поля, недостижимые пока в лаб. практике, их влияние на строение атомов и молекул и соответственно на физ. свойства веществ. Оказывается, что существенных эффектов можно ожидать, напр., когда силы со стороны магн. поля $H_{ат}$ становятся преобладающими по сравнению с кулоновскими взаимодействиями электрона с ядром. Это происходит, когда величина поля $H > H_{ат} = m^2e^2/c^3\hbar = 2,35 \cdot 10^9$ Э. Ещё более сильное поле $H_{кв} = m^2c^2/\hbar e = 4,4 \cdot 10^{18}$ Э определяет границы применимости классич. *электродинамики*. В полях $H > H_{кв}$ значит. роль играют не только релятивистские, но и квантовые эффекты.

Астрофиз. исследования указывают на существование гигантских магн. полей у нек-рых типов звёзд (см. *Магнитные поля звёзд*). Напр., у *белых карликов* обнаружены поля $\sim 10^7$ Э, у *бисторванчающихся нейтронных звёзд (пульсаров)* — 10^8 до 10^{12} Э. Ещё более высокие поля (10^{10} до 10^{18} Э) зарегистрированы у *рентгеновских пульсаров* — в двойных звёздных системах, одна из к-рых является нейтронной звездой. Сжатие магн. потока при гравитац. коллапсе звезды приводит к возникновению магн. полей 10^{14} Э. Эти уникальные природные источники открывают возможности для изучения С. м. п. такого уровня и их влияния на перестройку атомных структур, приводящую к появлению новых, необычных состояний вещества.

С. м. п., существующие в микромире, могут быть обнаружены при проведении нек-рых физ. экспериментов. Поля 10^8 до 10^9 Э имеются вблизи ядер свободных атомов, на что указывает *сверхтонкая структура энергетич. уровней электронов* (см. также *Внутримикроскопическое поле*). С. м. п. возникают при фокусировании мощных лазерных пучков. Напр., при фокусировке лазерного излучения плотностью $P = 10^{12}$ Вт на площади $S = 10^{-4}$ см² плотность ал.-магн. энергии P/cS в фокусе соответствует напряжённости поля $H = (8\pi P/cS)^{1/2}$, т. е. $\sim 10^7$ Э. Признаки существования магн. полей напряжённостью до 10^8 Э обнаружены при кумуляции плазмы в установках типа *лазерного фокуса*. Магн. поля звёздного уровня должны возникать при центральных столкновениях тяжёлых ионов. Эквивалентный электрич. ток ионов при таких взаимодействиях может возбуждать магн. поле $H = (Z_1 + Z_2)e_0/4\pi R^2$. При относительной скорости ионов $v = 0,1$ с и суммарном заряде $(Z_1 + Z_2) > 170$ на очень коротких расстояниях R , сравнимых с радиусом ядра, поле может достигать величин $\sim 10^{14}$ Э.

Получение сильных и сверхсильных магнитных полей. Задача получения сильных магн. полей в лаб.

практике сводятся к созданию источников тока и спец. устройств (соленоидов, катушек, лайнеров и др.), в к-рых и генерируется поле при прохождении через них тока. Источники тока и соленоиды должны удовлетворять техн. требованиям, соответствующим уровню получаемых полей. Т. к. $H \approx I$, то в общем случае увеличение поля в соленоиде требует соответствующего роста тока I . А это в свою очередь приводит к увеличению выделения джоулева тепла в материале соленоида и росту в нём механич. напряжений (за счёт мвгн. составляющей Лоренца силы). Поэтому осн. проблемы на пути продвижения в область более сильных полей связаны с решением задач тепловой стойкости и механич. прочности соленоидов.

Сильные стационарные магнитные поля получают в водоохлаждаемых резистивных системах, состоящих, как правило, из 2—3 коаксиальных соленоидов разл. конструкций. Максимально достигнутое поле в рабочем зазоре 32—50 мм составляет 250 кЭ (Институт физики твёрдого тела им. М. Планка, Гренобль, Франция). Ограничение величины поля связано с проблемой охлаждения обмоток соленоидов. Мощность P , рассеиваемая в катушке, связана с величиной поля H_0 в её центре соотношением

$$P = (r_{\text{вн}}/\lambda G) H_0^2$$

где $r_{\text{вн}}$ — внутр. радиус катушки, ρ — уд. сопротивление проводника, $\lambda = V_1/(V_1 + V_0)$ — коэф. заполнения (V_1 — объём проводника, V_0 — объём пространства в обмотке, незаполненный проводником), G — константа, характеризующая геометрию катушки. Чтобы получить, напр., поле $H = 100$ кЭ в медной катушке с $r_{\text{вн}} = 2$ см при комнатной темп-ре, нужен источник тока мощностью $P \approx 2$ МВт. Для получения магн. поля в 250 кЭ использовался источник с $P \approx 40$ МВт, а расход охлаждающей дистиллиров. воды составил ~ 400 м³/ч. В качестве одной из секций резистивных соленоидов часто используется конструкция катушки, предложенная Ф. Биттером (F. Bitter, 1939). В ней металлич.

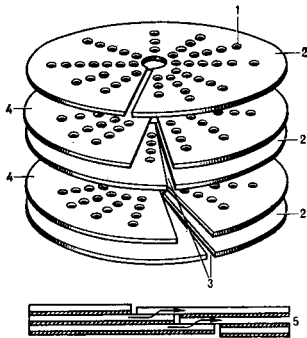


Рис. 1. Конструкция соленоида Биттера: 1 — охлаждающие отверстия; 2 — медные пластины; 3 — неизолированная поверхность контакта; 4 — изоляционные кольца; 5 — сечение катушки.

диски с разрезами, служащие витками соленоида, и изолирующие прокладки образуют при сборке двойную спираль, а охлаждающая вода прогоняется через перфорацию в дисках (рис. 1). Резистивные стационарные магниты с их системами питания и охлаждения представляют собой крупные дорогостоящие сооружения, ис-

пользующиеся во мн. науч. центрах. Дальнейшее повышение напряжённости стационарных полей в обычных резистивных системах ограничено техн. возможностями отвода больших мощностей, выделяющихся в малых объёмах. Кардинальное решение проблем теплового режима при генерации С. м. п. даёт использование сверхпроводящих материалов. Однако макс. поля, получаемые в сверхпроводящих соленоидах, не превышают 175 кЭ, хотя критические магнитные поля (H_c) некоторых сверхпроводников имеют большие значения (напр. $H_c \approx 250$ кЭ в Nb_3Ge , $H_c \approx 350$ кЭ в V_2Ga). Создание сверхпроводящих магн. систем с магн. полями > 175 кЭ затрудняется уменьшением с ростом поля критического тока и технол. проблемами.

Использование комбиниров. магн. систем, состоящих в одном устройстве резистивной и сверхпроводящей соленоидов, даёт перспективу получить стационарные магн. поля до 500 кЭ. В таких устройствах получено стационарное магн. поле напряжённости 318 кЭ (Национальная магнитная лаборатория им. Ф. Бит-

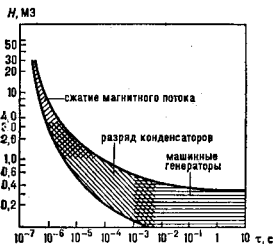


Рис. 2. Зависимость напряжённости магнитного поля от длительности импульса.

тера, США, 1987). Более высокие поля получают только в квазистационарном и импульсном режимах (рис. 2). Первые системы для получения таких сильных магн. полей были созданы П. Дж. Калпцей (1924).

Квазистационарными обычно наз. сильные магн. поля с длительностью импульсов поля ($\tau \sim 10^{-2} - 10$ с), при к-рой в соленоиде ещё слабо проявляется скин-эффект. Если напряжённость магн. поля при такой длительности импульсов не превышает 1 МЭ, его ещё можно получать в неразрушающихся системах. Для ограничения тепловыделения $q \sim I^2 r t \sim H^2 \rho t$ в материале катушки, растущего с повышением поля, используют два пути: уменьшение длительности импульса поля t и снижение уд. сопротивления ρ материала соленоида. (Предварительное охлаждение жёсткой обмотки соленоида до темп-ры жидкого азота [77,4 К] снижает её уд. сопротивление в 8 раз, а охлаждение до темп-ры жидкого водорода [20,4 К] — в 1000 раз.) При больших значениях поля мощность, выделяющаяся в обмотке соленоида, невозможно снять в течение импульса охлаждающей жидкостью и, чтобы не допустить опасного перегрева, нужно рассчитывать только на собств. теплоёмкость обмотки. При конструировании криогенных соленоидов необходимо учитывать, что с ростом поля и снижением темп-ры во мн. металлах (напр., у Си) линейно с полем растёт магнетосопротивление. В качестве материала для криогенных соленоидов часто используют алюминий высокой чистоты (99,999%), т. к. его магнетосопротивление при темп-рах 20—30 К стремится к насыщению уже в полях 20—40 кЭ. Помимо снижения электросопротивления глубокого охлаждения повышает механич. прочность материала соленоида, поэтому охлаждаемые катушки выдер-

живают большие напряженности поля. В полях ≈ 400 кЭ определяемое магн. полем давление $\sim H^2/8\pi$ создает в элементах конструкции соленоидов механич. напряжения, превосходящие предел текучести σ_0 большинства традиционно используемых для их изготовления материалов (Cu, разл. бронзы, Al и др.). Пондеромоторные силы стремятся разорвать витки обмотки соленоида в радиальном направлении и сжимают их в осевом, разрушая изоляцию. Уменьшением длительности импульса поля можно добиться того, чтобы материал обмотки не претерпел за время импульса знач. деформации. Квази стационарные соленоиды — многovitковые системы, обладающие, как правило, большим отношением собственной индуктивности к сопротивлению, и их легко согласовать с любыми используемыми источниками тока: конденсаторными батареями, мотор-генераторами, униполярными генераторами.

Существует большое кол-во конструкций квази стационарных соленоидов: однослойные и многослойные, секционированные, спиральные, часто используется конструкция биттеровского типа. Для повышения прочности конструкций применяют пропитку обмоток компаундами и используют наружные бандажи из прочной стали и композитных материалов. Рабочие объемы поля соленоидов колеблются от неск. см² до неск. сотен см², длительность импульсов у критических соленоидов, как правило, на $1 \div 2$ порядка выше, чем в титых. Ресурс соленоидов определяется не только механич. прочностью и тепловой стойкостью материала обмоток, но и качеством межвитковой эл. изоляции. Из-за накопления неизбежных остаточных деформаций в материале обмоток и изоляции в процессе работы соленоидов их ресурс ограничен и составляет от неск. импульсов при макс. полях до неск. тысяч импульсов.

В ряде конструкций предложены способы, облегчающие решение проблем механич. прочности соленоидов. В конструкции с самоподдерживающимися обмотками соленоид разбивается на секции, в каждой на х-рых механич. напряжения не превышают предела прочности материала и не чередуются от одной секции к другой. Суммарное воспроизводимое поле в таком соленоиде может быть ~ 1 МЭ. Однако при такой конструкции резко увеличиваются размеры и вес системы и снижается эффективность использования источника энергии (доли %). Для «бессильной» конфигурации обмоток векторы плотности тока j и поля H параллельны. В этом случае пондеромоторные силы $F \sim [jH]$, приводящие к механич. напряжениям в витках, обращаются в нуль (для бесконечных систем). Для реальных (конечных) обмоток можно добиться существ. уменьшения действующих сил в одной части магнита, а другая его часть будет «удерживать» (обжимать) первую. Такие «бессильные» конфигурации преобразуют высокое давление в малой области в низкое давление, распространенное на большую область, что приводит к увеличению размеров всей системы. Простейшая «бессильная» конфигурация представляет собой обмотку, навитую на цилиндр, каркас под углом 45° к образующей цилиндра. В такой системе наруж. азимутальное поле равно внутреннему аксиальному.

Сверхсильные импульсные магнитные поля получают чаще всего при разряде емкостных накопителей энергии на одновитковые соленоиды (рис. 3). Одновитковые катушки, разрушающиеся при однократном использовании, являются наиб. простой конструкцией для получения импульсных магн. полей в диапазоне $1 \div 4$ МЭ. Внутр. диаметр и длина катушек обычно не превышают 1 см. Индуктивность их мала ($L \sim \mu H$), поэтому для генерации в них сверхсильных полей требуются токи мегаамперного уровня. Их получают с помощью высоковольтных конденсаторных батарей с высокой собствен. индуктивностью и запасаемой энергией

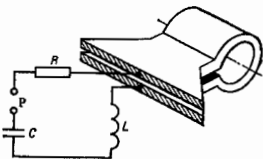


Рис. 3. Одновитковый соленоид, включенный в цепь конденсаторной батареи: С — конденсаторная батарея; Р — разрядник; R — сопротивление контура; L — внутренняя индуктивность контура.

$W \sim 10^4 \div 10^8$ Дж. Длительность импульсов получаемого поля $\tau \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ с, а время нарастания поля до макс. значения составляет обычно $0,5 \div 2$ мкс. Существ. роль в процессе генерации таких полей играет скин-эффект: ток концентрируется в тонком слое δ на внутр. поверхности соленоида. Плотность тока может достигать очень больших величин $j \geq 3 \cdot 10^7$ А/см². Следствием этого является возникновение в материале соленоида знач. градиентов температуры и магн. давления. Большие величины магн. давления $H^2/8\pi$, преобразующиеся в пределах глубины скин-слоя δ в механич. напряжение, инициируют ударно-волновое сжатие и пластич. течение материала соленоида за фронтом ударной волны. Из-за мощного энерговыделения $j^2 R$ в скин-слое растёт уд. сопротивление ρ , проникновение поля в материал соленоида приобретает нелинейный характер, токовый слой с внутр. поверхности перемещается в глубь проводника. Процесс нагрева носит адиабатич. характер. Темпер. поверхности в этом случае можно оценить по ф-ле $T = H^2/8c_v \approx 3000 H^2$, где c_v — уд. теплоёмкость при пост. объёме, γ — плотность материала катушки (величина H выражена в МЭ). Уже при $H = 1$ МЭ поверхностный слой катушки, выполненный из тугоплавких металлов, начинает плавиться. С дальнейшим ростом поля область плавления распространяется в глубь проводника, а на его поверхности начинается испарение материала. «Волна испарения» проникает внутрь проводника, вследствие чего он теряет проводимость. Одновременно создаются условия для развития неустойчивостей на границе поле — проводник и эл. магн. пробоя слоя металла, паров, образующихся вблизи поверхности соленоида (характерные времена этих процессов сравнимы с длительностью импульса поля τ , а их интенсивность резко нарастает с увеличением H). В итоге происходит взрывообразное разрушение материала соленоида («взрыв скин-слоя»). За время τ возрастает размер обмотки, занимаемой полем в соленоиде, увеличиваются индуктивность и сопротивление соленоида. Это приводит к нарушению линейной зависимости между H и I (рис. 4) и простран-



венной нестационарности поля. При генерации мегаэрстедных импульсных полей ($H \sim 1 \div 4$ МЭ) осн. роль играют физ. процессы взаимодействия поля с материалом соленоида. Количеств. характеристики физ. процессов зависят не только от величины поля H , скорости его изменения dH/dt , τ , но и от физ. свойств материала соленоида и его размеров. По совокупности свойств лучше др. металлов противостоят разрушаю-

шему действию мегазарядного поля тантал. Это связано с высокой плотностью и темп-рой плавления Та, с характером распространения ударных волн (при к-ром обеспечивается малая скорость частиц), с высокой вязкостью, обеспечивающей целостность катушки при ударных нагрузках, и др. Разл. способы внеш. упрочнения конструкций импульсных соленоидов практически не оказывают влияния на величину генерируемого поля, т. к. за короткое время τ его существования возмущения из зоны взаимодействия поля с материалом катушек, где выделяется осн. энергия, не успевают распространяться на большой объём.

Метод сжатия магнитного потока (магн. кумуляция) позволяет получить макс. магн. поля в условиях лаборатории. Если внутри проводящей цилиндрич. оболочки (лайнера) с радиусом r_0 и сечением $S_0 = \pi r_0^2$ создать аксиальное магн. поле H_0 и затем симметрично и достаточно быстро сжать лайнер внеш. силами [за время t уменьшив радиус до $r(t)$], то магн. поток $\Phi = H_0 S_0$ внутри лайнера не успеет измениться и поле возрастёт: $H(t) = H_0 r_0^2 / r^2(t)$. Идея магн. кумуляции предложена А. Д. Сахаровым (1954) и реализована в виде устройств, получивших назв. магнитокумулятивных генераторов С. м. п. МК-1 (рис. 5). Сжатие лайнера

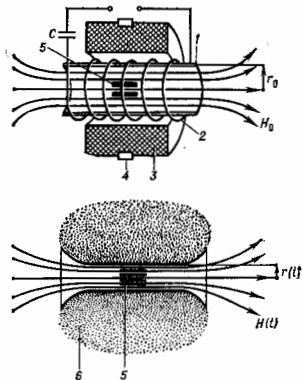


Рис. 5. Схема магнитокумулятивного генератора МК-1 сверхсильного магнитного поля: 1 — оболочка (лайнер); 2 — соленоид начального поля; 3 — заряд ВВ; 4 — детонатор; 5 — конденсатор; 6 — продукты взрыва.

осуществлялось давлением продуктов взрыва хим. ВВ. Источником тока для создания начального магн. поля может служить конденсаторная батарея или др. магнитокумулятивный генератор энергии (МК-2), используемый как импульсный генератор тока. В нём ал.-магн. импульсы генерируются при прямом преобразовании энергии взрыва в энергию поля в процессе сжатия и вытеснения магн. потока в нагрузку. В экспериментах были получены поля напряжённостью ок. 5 Мэ в поперечн. диам. 10 мм. В одном из опытов в полости диам. 4 мм удалось зарегистрировать рекордное поле 25 Мэ (1964). В аналогичном эксперименте в Лос-Аламосе (США) было получено поле ~ 15 Мэ. Однако неустойчивость магн. кумуляции являлась причиной невоспроизводимого характера генерации С. м. п. Возникающие неустойчивости связаны с развитием возмущений на границе поле — вещество и имеют ту же природу, что и в случае генерации мегазарядных полей в соленоидах.

Стабилизация процесса магн. кумуляции возможна при сжатии магн. потока системой последовательно включаемых коаксиальных оболочек (А. И. Павловский, ВНИИ экспериментальной физики, Арамаз, 1980). Оболочки устроены так, что они свободно пропускают магн. поток, пока неодвижны, и захватывают его, когда начинают двигаться. Неподвижная оболочка (прошнйаемая для аксиального магн. потока) состоит из тонких изолированных друг от друга медных проводников. Под действием ударной волны сжатия, возникающей при столкновении движущейся оболочки с неподвижной, изоляция проводников разрушается. Образуется сплошная медная оболочка с изотропной проводимостью. Каждый раз, когда возникает угроза потери устойчивости разогретой внутр. границы оболочки, эта оболочка заменяется новой, холодной, к-рой передаются ф-ции дальнейшего сжатия потока. Такие устройства наз. каскадными генераторами С. м. п. (рис. 6). Их

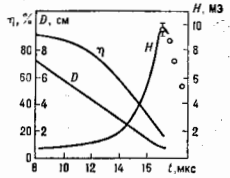


Рис. 6. Временные зависимости магнитного поля H , внутреннего диаметра D и коэффициента сжатия магнитокумулятивного потока $\eta = \Phi_0 / \Phi_t$ в трёхкаскадном магнитокумулятивном генераторе.

осн. достоинство заключается в том, что они обеспечивают стабильность работы и высокую воспроизводимость С. м. п. В каскадных генераторах устойчиво воспроизводятся поля напряжённостью до 16 Мэ в объёме ~ 5 см³. Плотность магн. энергии такого поля в 100 раз превышает плотность энергии хим. ВВ, а давление магн. поля достигает 10 Мбар.

Возможности каждого генератора (при использовании хим. ВВ) дают надежду на получение полей до 30 Мэ в объёме 1–5 см³, а при использовании энергии относительно небольшого ядерного взрыва — до 10⁸ Мэ.

Сжатие магн. потока, заключённого внутри цилиндрич. лайнера, может производиться также и электродинамич. силами, создаваемыми возрастающим магн. полем внеш. катушки. Расчёты показывают, что этот способ позволяет получать большие скорости радиального сжатия лайнера, и следовательно можно надеяться и на более высокие поля, чем при использовании ВВ. Практически в таких системах получены поля до 3,2 Мэ. Вследствие конечной проводимости материала лайнера часть магн. потока, создаваемого внеш. катушкой, может проникать на начальных стадиях ускорения внутрь лайнера, а затем сжиматься. Поэтому в системах с ал.-магн. сжатием можно обойтись без предварит. создания магн. потока внутри лайнера.

Применение сверхсильных магнитных полей. Начало использованию сильных магн. полей в физ. исследованиях было положено трудами П. Л. Капицы. В кон. 1920-х гг. он провёл в полях до 320 кЭ обширные исследования магнетосопротивления, намагнитченности, магнитострикции, Зеемана эффект, траекторий заряд. частиц. Макс. интерес вызывают С. м. п. в физике твёрдого тела. Они применяются в исследованиях гальваномагн., термомагн., оптич., магн.-оптич., резонансных явлений. Оптич. и магн.-оптич. исследования свойств мн. веществ проведены в полях до 10 Мэ, в т. ч. при низких темп-рах исследовано влияние С. м. п. на энергетич. спектры, зонную структуру и др. характеристики твёрдого тела. В полях до 2 Мэ исследованы спектры поглощения и циклотронный резонанс в полупроводниках, Фарадея эффект в видимой и ИК-облас-

тах спектра, зеемановское распределение спектральных линий, магнетоспротивление тонких висмутовых проволочек, проводятся исследования сверхпроводников с высокими критич. полями и др. В ядерной физике и физике элементарных частиц С. м. п. используются для идентификации частиц, фокусировки и отклонения зарядж. частиц, для генерации мощного тормозного излучения и т. д. С. м. п. широко применяются в исследованиях по физике плазмы и управлению термоядерному синтезу. Импульсное С. м. п. — источник для получения квазирадиостатич. давлений до 5 Мбар, в к-рых проводятся исследования ур-ния состояний ряда веществ, изучается сжатие твердого водорода при $T \approx 4 \div 6$ К. Энергия магн. поля напряженностью $\sim 10 \div 15$ МЭ превышает энергию связи частиц в твердых телах, магн. давление превышает давление в центре Земли. Такие поля используются для изучения свойств веществ в экстремальных условиях. Сильные магн. поля находят применение в химии, биологии, широко используются в технол. целях (напр., для магнитно-импульсной обработки и сварки металлов).

Измерения напряженности С. м. п. производятся прокалиброванными индукционными датчиками (магн. зондами), а также по величине эффекта Фарадея и эффекта Зеемана. В астрофии, измерениях уровень С. м. п. оценивается по степени круговой поляризации непрерывного излучения.

Лит.: Сахаров А. Д., Выводимые генераторы, *УФН*, 1966, т. 88, в. 4, с. 725; Техника больших импульсных токов и магнитных полей, М., 1970; Мольганомери Д. Б., Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов..., пер. с англ., М., 1971; Кнорпель Г. Г., Сверхсильные импульсные магнитные поля, пер. с англ., М., 1972; Дилэути А. С., Ожигин В. И., Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте, М., 1988; Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение, пер. с англ., М., 1988; Павловский А. И., Магнитная кумуляция, *Природа*, 1990, № 8, с. 29.

СВЕРХСТРУКТУРА — структура упорядоченного сплава, в к-рой атомы разного сорта правильно чередуются, образуя периодич. решётку с периодом, превышающим периоды кристаллич. решёток материалов, образующих сплав. Образование С. происходит ниже нек-рой темп-ры, называемой темп-рой упорядочения в тех случаях, когда атомам данного сорта энергетически выгоднее быть окружёнными атомами др. сорта. Часто С. возникает в результате фазового перехода 2-го рода. Примером С. может служить структура сплава $\text{Cu} - \text{Zn}$ (β -латунь), где в неупорядоченном состоянии атомы Cu и Zn равномерно распределяются по узлам объёмноцентриров. решётки, а во вполне упорядоченном состоянии атомы одного сорта занимают узлы в верхних кубич. ячейках, а другого — в их центрах. Такого же типа С. встречается в сплавах состава, близкого к $\text{Cu} - \text{Be}$, $\text{Cu} - \text{Pd}$, $\text{Ag} - \text{Mg}$, $\text{Fe} - \text{Al}$, $\text{Au} - \text{Zn}$ и др.

Лит.: Смирнов А. А., Молекулярно-кинетическая теория металлов, М., 1966.

СВЕРХТЕКУЧАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА — обобщение одночастичной оболочечной модели ядра, учитывающее парные корреляции нуклонов вблизи поверхности Ферми в средних и тяжёлых ядрах. С. м. я. опирается на понятие остаточного взаимодействия нуклонов. Согласно модели оболочек, значит. часть реального нуклон-нуклонного взаимодействия может быть учтена с помощью введения среднего, самосогласованного поля ядра, в к-ром нейтроны и протоны движутся почти независимо. Неучтённая часть нуклон-нуклонного взаимодействия — т. н. остаточное взаимодействие — чрезвычайно важна для понимания мн. свойств ядра. Если остаточное взаимодействие имеет характер притяжения, то оно существенно изменяет движение нуклонов вблизи поверхности Ферми, придавая ему коррелированный характер. Для двух взаимодействующих частиц с противоположными импульсами в направлениях спинов, находящихся у поверхности Ферми, принцип Паули ограничивает возможное взаимодействие. В результате оказывается, что трёхмерный потенциал для пары частиц у поверхности Ферми даже при

малом притяжении приводит к связанному состоянию.

В наиб. распространённых вариантах С. м. я. используется матем. аппарат теории *сверхпроводимости* (см. *Сверхтекучесть атомных ядер*). Теория С. м. я. разработана независимо С. Т. Белляем, А. Б. Migdalом и В. Г. Соловьёвым. При этом в основе лежал либо метод *Боголюбова канонических преобразований*, либо ур-ния Л. П. Горькова в методе *Грина функций*.

В С. м. я. используется гамилтониан Бардина — Купера — Шриффера (БКШ). Применительно к ядру он имеет вид:

$$\mathcal{H}_{\text{вкш}} = \sum_{\lambda, t} \epsilon_{\lambda}^+ a_{\lambda t}^+ a_{\lambda t} - \sum_{t, \lambda, \lambda'} G_{\lambda t}^+ a_{\lambda t}^+ a_{\lambda' t}^+ a_{\lambda' t}^- \quad (1)$$

Здесь $t = p, n$ — т. н. изотопич. индекс (p — нейтроны, n — протоны), $a_{\lambda t}^+$, $a_{\lambda t}$ — операторы рождения и уничтожения нуклона сорта t в состоянии λ с энергией ϵ_{λ} ; λ — состояние, отличающееся от λ знаком угл. момента нуклона; G_{pp} — константа парного взаимодействия нейтронов или протонов. Знак второго слагаемого выбран так, что притяжение нуклонов отвечает $G > 0$. Гамильтониан не содержит взаимодействия нейтронов с протонами, эти подсистемы выступают в С. м. я. как независимые. Поэтому в дальнейшем рассматриваем нейтроны (для протонов результаты аналогичны).

Гамильтониан (1) приближённо диагонализуется с помощью линейного канонич. преобразования Боголюбова:

$$\begin{aligned} a_{\lambda}^+ &= u_{\lambda} \alpha_{\lambda}^+ - v_{\lambda} \alpha_{\lambda}, \\ a_{\lambda} &= u_{\lambda} \alpha_{\lambda} + v_{\lambda} \alpha_{\lambda}^+, \end{aligned} \quad (2)$$

где $u_{\lambda}^2 + v_{\lambda}^2 = 1$. Это преобразование трансформирует взаимодействующие частицы в не взаимодействующие квазичастицы, представляющие собой суперпозицию нейтрона (протона) и нейтронной (протоновой) дырки. Т. к. операторы рождения и уничтожения квазичастиц являются линейными комбинациями аналогичных операторов частиц, то гамилтониан, диагональный в терминах квазичастиц, будет нарушать закон сохранения числа частиц. Для приближённого исправления этого дефекта переходят от (1) к всемог. гамилтониану $\mathcal{H}' = \mathcal{H} - \mu \hat{N}$, где \hat{N} — оператор числа частиц, а μ — множитель Лагранжа, имеющий смысл *химического потенциала*. Он определяется из условия $\langle \hat{N} \rangle = N$, где N — число частиц данного сорта.

Для приведения гамилтониана \mathcal{H}' к диагональному виду необходим коэф. преобразования в ф-ле (2) выбрать в виде:

$$u_{\lambda} = \sqrt{1/2 + (\epsilon_{\lambda} - \mu)/2E_{\lambda}}, \quad (3)$$

$$v_{\lambda} = \sqrt{1/2 - (\epsilon_{\lambda} - \mu)/2E_{\lambda}},$$

$$E_{\lambda} = \sqrt{(\epsilon_{\lambda} - \mu)^2 + \Delta^2}. \quad (4)$$

Цель Δ и μ определяется из ур-ний

$$1 - G \sum_{\lambda} 1/E_{\lambda} = 0, \quad (5)$$

$$\sum_{\lambda} \frac{v_{\lambda}^2}{E_{\lambda}} = N. \quad (6)$$

При этом $\mathcal{H}'_{\text{вкш}}$ преобразуется в гамилтониан независимых квазичастиц, к-рый (с точностью до константы) имеет вид:

$$\chi' = \sum_{\lambda} E_{\lambda} \alpha_{\lambda} \quad (7)$$

с собств. значениями E_{λ} , α_{λ} к-рые определяют энергии квазичастиц возбуждений.

Ур-ние (5) в бесконечной системе имеет решение при сколь угодно слабом притяжении ($G > 0$). В конечной системе — ядре это так; величина G должна быть порядка расстояния между уровнями энергии нейтронов вблизи поверхности Ферми (с точностью до численных факторов, возникающих из-за суммирования по λ).

Макроскопич. подходы в теории ядра (метод Хартри — Фокса — Боголюбова, теория конечных ферми-систем и др.) требуют уточнения соотношений (3) — (6) и точного учёта закона сохранения числа частиц. Однако все качеств. предсказания С. м. я. остаются в силе. Поэтому часто под С. м. я. понимают и более строгие теории, в к-рых последовательно учитываются нуклонная сверхтекучесть.

Лит. см. при ст. *Сверхтекучесть атомных ядер*.

Э. В. Сперрингейм.

СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ — явление бездиссипативного переноса массы в макроскопич. квантовых системах, находящихся в сверхтекучем состоянии; открыто в жидком ^4He (см. *Гелий жидкий*) П. Л. Капицей (1938) и в жидком ^3He Д. Ошероном, Р. Ричардсоном и Д. Ли (D. Osheroff, R. Richardson, D. Lee, 1972). Бездиссипативное (незатухающее) движение обеспечивается когерентностью фаз макроскопич. числа частиц квантовой жидкости (см. *Когерентное состояние*). Аналогична природа явления *сверхпроводимости*, а также явления спиновой сверхтекучести — бездиссипативного переноса намагниченности в сверхтекучем $^3\text{He-B}$.

Сверхтекучее состояние обладает дальним порядком (см. *Дальний и ближний порядок*) и возникает в квантовом статистич. ансамбле тождественных частиц в результате фазового перехода 2-го рода при охлаждении ниже темп-ры T_c перехода в сверхтекучее состояние. Для жидкого ^4He $T_c = 2,17$ К при давлении насыщенных паров, для жидкого ^3He $T_c = 2,7 \cdot 10^{-3}$ К при давлении 34 атм и $T_c = 0,9 \cdot 10^{-3}$ К при давлении насыщенных паров. Механизмы образования сверхтекучего состояния и вид его параметра порядка, отличного от нуля при $T < T_c$ и равного нулю при $T > T_c$, могут быть самыми разнообразными.

В жидком ^4He , состоящем из сферически симметричных атомов со спином $S = 0$, параметром порядка служит комплексная ф-ция $\psi = |\psi| \exp(i\varphi)$, имеющая смысл квантовомагнетизма, волновой ф-ции частиц, участвующих в когерентном движении. Состояния сверхтекучего ^4He с разл. значениями фазы хотя и имеют одинаковую энергию (вырождены), но не являются тождественными: между двумя связанными ансамблями с разными фазами φ_1 и φ_2 (напр., между сообщающимися сосудами с ^4He , соединёнными достаточно тонким каналом) возникает поток частиц $j \propto \sin(\varphi_1 - \varphi_2)$, зависящий от разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ (аналог стационарного *Джозефсона эффекта*). Состояния с фазами, различающимися на $2\pi N$ (где N — целое число), обладающие одним и тем же значением параметра порядка $\psi = |\psi| \exp(i\varphi)$, эквивалентны. Т. о., имеется непрерывный набор вырожденных состояний, характеризующихся разл. значениями фазы φ от 0 до 2π . Тем самым произвол в выборе фазы, носитель название калибровочной симметрии или $U(1)$ -симметрии, в сверхтекучей жидкости отсутствует. Иными словами, С. является следствием нарушенной калибровочной симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*).

Если фаза φ зависит от координат, то в жидкости возникает когерентное сверхтекучее движение с локальной скоростью $v_s = (h/m)\nabla\varphi$, где m — масса атома ^4He . Скорость сверхтекучего движения (сверхтекучая скорость) в ^4He потенциальна (см. *Потенциальное течение*).

Доля жидкости, принимающая участие в сверхтекучем движении, наз. сверхтекучей компонентой ρ_s . Плотность сверхтекучей компоненты ρ_s в жидком ^4He при $T = 0$ совпадает с полной плотностью жидкости ρ и уменьшается с повышением темп-ры до нуля при $T = T_c$. Значение ρ_s отлично от нуля только в сверхтекучем состоянии, поэтому часто комплексный параметр порядка ψ выбирают так, чтобы $|\psi|^2 = \rho_s$. Остальная часть жидкости с плотностью $\rho_n = \rho - \rho_s$ образует в нормальную компоненту n , в т.у. при низких темп-рах представляющую собой совокупность элементарных возбуждений (*квазичастиц*) двух типов — фононов и ротонов (см. *Ландау теория сверхтекучести*). Величина ρ_n при низких T определяется спектром элементарных возбуждений $\epsilon(p)$:

$$\rho_n = -\frac{1}{3} \int \frac{dn}{dv} p^3 \frac{d^2n}{(2\pi\hbar)^3}. \quad (1)$$

Здесь $n = n(\epsilon)$ — ф-ция распределения квазичастиц, p — импульс частицы. Отсутствие нормальной компоненты при $T = 0$ — следствие формы спектра элементарных возбуждений в ^4He . В принципе возможны и существуют сверхтекучие системы ($^3\text{He-A}$, бесследные сверхпроводники, раствор ^3He в сверхтекучем ^4He) с ненулевой плотностью нормальной компоненты при $T = 0$.

Как и всякая обычная жидкость, нормальная компонента обладает вязкостью, обусловленной взаимодействием квазичастиц между собой. Нормальная компонента течёт со скоростью v_n , так что масса в сверхтекучем ^4He переносится с двумя скоростями: полный поток частиц $j = \rho_n v_n + \rho_s v_s$. Когерентное сверхтекучее движение не обладает *затуханием*. Всё тепловое движение в сверхтекучей жидкости связано с ϵ нормальной составляющей. Конвективный обратимый перенос *затрипона*, характерный для нормальных жидкостей, в сверхтекучей жидкости осуществляется нормальной компонентой со скоростью v_n и может происходить без переноса массы, т. е. при $j = \rho_n v_n + \rho_s v_s = 0$. Это приводит к существованию двух типов колебаний (звуков) в объёме сверхтекучего ^4He : помимо обычного звука — колебаний плотности и тона (т. е. первый звук), возможно распространение колебаний иного типа — *второго звука*, представляющего собой волны *затрипона*, или температурные волны (см. *Звук* в сверхтекучем гелии).

Двухскоростная гидродинамика Ландау, кроме ур-вий, содержащих обычные гидродинамич. переменные ($\rho, j, \text{затрипона } S$), включает ур-ние и для сверхтекучей скорости:

$$\partial v_s / \partial t = -\nabla \mu, \quad (2)$$

где μ — *химический потенциал*, выраженный через те же гидродинамич. переменные. Ур-ние (2) определяет осн. свойство сверхтекучего ^4He : для поддержания стационарного течения сверхтекучей компоненты не требуется разности хим. потенциалов на концах канала, т. е. сверхтекучее движение происходит без перепада давления. Иначе говоря, вязкость сверхтекучей компоненты равна нулю. Наличие разности хим. потенциалов ($\nabla \mu \neq 0$) приводит к ускорению сверхтекучей компоненты.

Отсутствие диссипации при стационарном течении сверхтекучей компоненты обнаруживается при наблюдении долгоживущего циркуляц. движения жидкости в кольцевом канале. В силу непрерывности параметра порядка фаза φ может измениться при обходе канала лишь на $2\pi N$, что приводит к квантованию циркуляц. сверхтекучей скорости $\int \rho_s dr = (h/m)N$. Тем самым всевозможные течения *забываются* в классическом N . Течения внутри одного канала с данным N могут непрерывно переходить друг в друга, а переходы между течениями разных N требуют

появления разрывов в поле $\psi(r)$. Т. к. разрывам $\psi(r)$ соответствует бесконечный рост сверхтекучей скорости, то разрывы возможны, если в процессе перехода ρ_s обращается в нуль, т. е. в точках разрыва $\psi(r)$ сверхтекучее состояние разрушается. Последнее требует затрат энергии и создаёт шумовые потенциалы барьер между течениями с различными N , в результате чего циркуляция течения в неоднородном канале чрезвычайно устойчива. Существование целочисленного инварианта в сверхтекучем ^4He является следствием негравитационной топологии пространства вырождения R . В сверхтекучем ^4He R -область изменения фазы от 0 до 2π — окружность. В др. сверхтекучих жидкостях пространством вырождения может быть другим, при этом изменяется и классификация непрерывных течений в неоднородных каналах.

Независимость сверхтекучего и нормального движений в сверхтекучем ^4He имеет место только при достаточно малой разности скоростей $\mathbf{w} = \mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n$. С увеличением w между её компонентами может возникнуть эфф. трение, препятствующее дальнейшему увеличению относительной скорости. В ^4He не имеется два механизма возникновения взаимного трения. Первый связан с тем, что начиная с нек-рой критич. скорости v_c наблюдается спонтанное рождение квазичастиц. Величина $v_c = \min\{c(p)/p\}$ в ^4He не составляет ≈ 60 м/с. Каждая родившаяся квазичастица увеличивает импульс $p_n v_n$ нормальной компоненты на величину p за счёт импульса $p_s v_s$ сверхтекучей компоненты, что приводит к взаимному трению. Изменение $p_s v_s$ в этом процессе происходит за счёт уменьшения p_s при сохранении v_s .

Второй механизм связан с рождением и движением топологич. объектов — квантованных вихрей (см. *Квантованные вихри в гелии*), представляющих собой особые линии, при обходе вокруг к-рых по замкнутому контуру фаза ψ изменяется на $2\pi N$, и следовательно циркуляция скорости v_s квантуется: $\oint \mathbf{v}_s \cdot d\mathbf{r} = (h/m)N$ [Л. Onsager (L. Onsager), 1948]. На самой линии вихря фаза ψ не определена, поэтому для сохранения непрерывности параметра порядка ψ его модуль должен обращаться в нуль, т. е. S на оси вихря отсутствует. Область близки оси вихря, где значение $|\psi|$ отличается от равновесного, наз. с. е. р. д. в. и. и. или к. р. о. м. вихря. В сверхтекучем ^4He устойчивы вихри только с $N = \pm 1$, вихри с большим N распадаются на вихри с единичными квантами циркуляции сохранения N , напр. $2 \rightarrow 1 + 1$. Квантованные вихри испытывают трение со стороны нормальной компоненты благодаря рассеянию квазичастиц на коре вихря, поэтому в равновесии вихри движутся вместе с нормальной компонентой. Вихрь также является агентом, переносимым импульс между сверхтекучей и нормальной компонентами, но в отличие от квазичастичного механизма взаимного трения вихревой механизм приводит к изменению v_s : каждый вихрь, порекая канал, уменьшает или увеличивает набег (приток) фазы ψ в канале на 2π , изменяя тем самым v_s . Этот процесс, называемый проскальзыванием ψ фазы, может происходить в непрерывном (турбулентном) режиме и приводить к взаимному трению, если w превышает критич. скорость рождения вихрей $w_{cr} = (h/mR)\ln(R/\xi)$, где R — радиус канала, ξ — радиус ко-ры вихря, $R > \xi$. Для поддержания такого диссипативного движения сверхтекучей компоненты требуется разность давлений на концах канала. Ускорение сверхтекучей компоненты, вызываемое градиентом хим. потенциала, согласно ур-нию (2), компенсируется процессами проскальзывания фазы за счёт движущихся квантованных вихрей.

Наряду с турбулентным вихревым движением сверхтекучей компоненты наблюдаются и отд. процессы проскальзывания фазы при течениях сверхтекучей жидкости через узкое отверстие [О. Авенел, Э. Вароко (O. Avenel, E. Varoquaux), 1985], соединяющее два сообщаю-

щихся сосуда. Такой процесс квантованного изменения разности фаз $\Delta\psi = 2\pi N$, сопровождаемый скачками разности давлений, представляет собой аналог эффекта Джозефсона в сверхтекучей жидкости.

Квантованные вихри возникают не только как метастабильные образования в динамич. процессах сверхтекучего движения. Во вращающемся с угл. скоростью ω сосуде со сверхтекучей жидкостью периодич. решётка вихрей является осн. состоянием системы, аналогичным *resonance vortex* Абрикосова, возникающей в сверхпроводниках 2-го рода в магн. поле. Это связано с тем, что во вращающемся сосуде минимум энергии системы соответствует твердотельному вращению всей жидкости со скоростью $v_n = v_s = |\omega r|$, т. е. $\text{rot} v_s = 2\omega$, но такое состояние не реализуется из-за потенциальности движения сверхтекучей компоненты в ^4He . Система параллельных квантованных вихрей с циркуляцией h/m в каждом вихре создаёт ср. завихренность $\langle \text{rot} v_s \rangle = (h/m)\pi$, где π — число вихрей на единице площади. В равновесии $\pi = 2(m/h)\omega$, и вихри имитируют твердотельное вращение сверхтекучей жидкости со ср. скоростью $\langle v_s \rangle = \langle \omega r \rangle$.

С микроскопич. точки зрения, сверхтекучесть в ^4He связана с явлением *Бозе — Эйнштейна конденсация*, хорошо изученным на примере модели слабобезидеального бозе-газа (Н. Н. Боголюбов, 1947). Когерентное сверхтекучее состояние возникает в результате перехода макроскопич. части атомов в состояние бозе-конденсата. В случае слабого взаимодействия частиц бозе-конденсация означает накопление атомов в одностичном состоянии с наим. энергией, соответствующей нулевой импульсу. Атомы, находящиеся в бозе-конденсате, описываются одной и той же волновой ф-цией, и поэтому их движение макроскопически когерентно. Параметр порядка ψ определяется в этом случае как ср. значение по статистич. ансамблю от квантомеханич. оператора $\hat{\psi}$ уничтожения атомов ^4He в формализме *вторичного квантования*: $\psi = \langle \hat{\psi} \rangle$. Модуль параметра порядка при таком определении совпадает с плотностью n_0 атомов, имеющих нулевой импульс: $|\psi|^2 = n_0$. Плотность бозе-конденсата n_0 при $T = 0$ в слабобезидеальном бозе-газе не совпадает с плотностью газа (совпадение имеет место лишь в идеальном бозе-газе). В реальном сверхтекучем ^4He не величина n_0 , измеренная посредством рассеяния нейтронов, составляет при низких темп-рах всего $\sim 0,1\rho$, что указывает на весьма сильное взаимодействие атомов ^4He между собой. С др. стороны, плотность сверхтекучей компоненты как в слабобезидеальном бозе-газе, так и в ^4He при $T = 0$ совпадает с плотностью жидкости, т. е. в осн. состоянии жидкости атомы с нулевым и ненулевым импульсами образуют единый когерентный конденсат, а тепловые возмущения и нормальная компонента отсутствуют. При достаточно большом взаимодействии между атомами жидкости величина n_0 , а вместе с ней и параметр порядка ψ сверхтекучего состояния могут обратиться в нуль.

Существование параметра порядка ψ , являясь достаточным условием S_c , не является при этом необходимым усл. Так, для двумерных сверхтекучих систем (близка гелия на твёрдой поверхности) $\psi = \langle \hat{\psi} \rangle = 0$ при любой конечной темп-ре. Причиной этого являются растущие с ростом размеров системы тепловые флуктуации фазы [П. Хоэнберг (P. Hohenberg), 1967]. Тем не менее имеется темп-ра перехода T_c , ниже к-рой возникает сверхтекучая компонента с плотностью ρ_s . При низких темп-рах ($T \ll T_c$) в сверхтекучей плёнке хорошо выражен ближний порядок: фазы параметра порядка в точках r и r' сильно коррелируют между собой. Разность фаз

$$\langle \psi(r) - \psi(r') \rangle \sim \frac{T}{T_c} \ln \frac{|r - r'| + \xi}{\xi} \quad (3)$$

существенно меньше 2λ вплоть до расстояний $|r - r'| \leq \frac{1}{2} \xi_{\text{ex}}(T, T)$. В больших расстояниях правая часть ф-лы (3) расходится, свидетельствуя об отсутствии дальнего порядка, но сохраняется т. н. топологический дальний порядок к, связанный с тем, что набор фазы на $2\lambda N$ по замкнутому контуру сохраняется несмотря на флуктуации. В результате хорошо определены квантованные вихри, а в замкнутой кольцевой плёнке возможны разл. классы незапутанных течений с разными квантами циркуляции N (В. Березинский, 1971).

В отличие от трёхмерного случая, С. в плёнке возникает скачком, причём величина скачка $\Delta\varphi_s$ связана с темп-рой перехода универсальным соотношением:

$$\Delta\varphi_s = (2m^2/\lambda^2) T_c \quad (4)$$

[Дж. Костерлиц, Д. Таулес (J. Kosterlitz, D. Thouless), 1973]. Исчезновение С. связано с образованием при $T = T_c$ квантованных вихрей топологического знака $\pm N = \pm 1$, к-рые разрушают топологический дальний порядок. Соотношение (4) для плёнки ^4He не проверено экспериментально [Д. Бишоп, Дж. Репин (D. Bishop, J. Perry), 1978].

В жидком ^3He , состоящем из атомов со спином $1/2$, переход в сверхтекучее состояние происходит так же, как и переход в сверхпроводящее состояние в металлах, посредством *Купера эффекта* — объединения квазичастиц с противоположными импульсами p и $-p$ вблизи ферми-поверхности в пары. Т. о., сверхтекучее состояние ферми-жидкости характеризуется появлением отличного от нуля среднего по статист. ансамблю от произведения двух операторов уничтожения:

$$F_{p, -p} = \langle \bar{a}_{p\sigma}^- a_{-p\sigma}^- \rangle \quad (5)$$

Здесь индексы α, β измеряют проекции спина частиц. Образование такого аномального среднего означает нарушение калибровочной инвариантности: при калибровочном преобразовании оператор $a_{p\sigma}^-$ переходит в $\bar{a}_{p\sigma}^- \exp i\chi$, что мнует энергию системы, но изменяет ф-цию F , характеризующую состояние системы, $F \rightarrow F \exp 2i\chi$. Как и в сверхтекучем ^4He нарушение калибровочной симметрии приводит к С., т. е. к существованию бездиссипативного переноса массы в сверхтекучем ^3He или элктрич. заряда в сверхпроводниках. Физ. свойства конкретных сверхтекучих жидкостей (сверхпроводников) определяются симметрией ф-ции $F_{p, -p}$, т. е. совокупностью преобразований, сохраняющих её значение. Системы, характеризующиеся одинаковой симметрией ф-ции $F_{p, -p}$, обладают одинаковыми сверхтекучими (сверхпроводящими) свойствами, в соответствии с чем все сверхпроводящие и сверхтекучие системы разбиваются на классы систем с одинаковой симметрией. Так, обычный сверхпроводник с s -спариванием квазичастиц обладает изотропной по импульсам и спинам ф-цией F и тем самым относится к тому же классу С., что и сверхтекучий ^4He с изотропным и бесспиновым параметром порядка ψ , и поэтому имеет с ним много сходного, несмотря на др. механизмы образования когерентного состояния.

В отличие от обычных сверхпроводников, куперовские пары в ^3He обладают спином $S = 1$ и орбитальным моментом $L = 1$, т. е. ф-ция F у ^3He не является изотропной. В результате все три известные сверхтекучие фазы ^3He ($^3\text{He}-B$, $^3\text{He}-A$, $^3\text{He}-A_1$) относятся к разл. классам С., причём ни один из этих классов не совпадает с классом С. обычного сверхпроводника и ^4He . В то время как $^3\text{He}-B$ по своим сверхтекучим свойствам очень похож на сверхтекучий ^4He , отличающийся от него другими (магнитными и жидкокристаллическими) свойствами, фаза A резко выделяется своими сверхтекучими свойствами. Ф-ция F A -фазы:

$$F_{p, -p} = (\rho, \Delta_1 + i\Delta_2) i (d, \hat{\sigma}_y)_{p\sigma} \quad (6)$$

где $\hat{\sigma} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ — матрицы Паули; d — единичный вектор, задающий направление спонтанной магн. анизотропии в A -фазе; единичные векторы Δ_1 и Δ_2 ортогональны друг другу, причём их векторное произведение l определяет направление спонтанного орбитального момента куперовской пары и жидкокристаллическую анизотропию A -фазы. Для сверхтекучих свойств здесь существенно, что одновременно с нарушением калибровочной симметрии [группы $U(1)$] нарушена симметрия относительно пространственных вращений (группа SO_3), т. е. состояние A -фазы характеризуется тройкой векторов Δ_1, Δ_2, l , к-рые преобразуются при вращении координатного пространства (см. *Гейзи жидкий*). При этом сохраняется комбинированная симметрия K $U(1) \times O(3)$, соответствующая неизменности F при калибровочных преобразованиях, выполняемых одновременно с поворотами на угол 2χ вокруг вектора l . Это приводит к след. сверхтекучим свойствам, связанным от жидкокристаллической анизотропии A -фазы.

1. Плотность сверхтекучей компоненты является основным тензором, т. е. сверхтекучий ток j_s , вообще говоря, не параллелен v_s :

$$j_s^i = \rho_s^i v_s^k - \rho_{ik} v_s^k \quad (7)$$

Здесь δ^{ik} — Кронекера символ, по повторяющимся индексам $T_{\alpha\beta}$ осуществляется суммирование, $\rho_0 \rightarrow \rho_0/2$ при $T \rightarrow T_c$ и $\rho_0 \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$.

2. Если вектор l меняется в пространстве, то скорость сверхтекучего течения $v_s = (\hbar/2m)\Delta_1 \nabla \Delta_1$ является потенциальной: циркуляция $\oint v_s dr$ по замкнутому контуру зависит от пути интегрирования и может принимать любые, а не только квантованные значения, т. е. потенциальность течения — отнюдь не обязательный атрибут сверхтекучего движения.

3. В кольцевых каналах достаточно большого радиуса существуют только два класса течений, в то время как при включении достаточно сильного магн. поля, а также в узких каналах классы течений характеризуются произвольным целочисленным индексом N , как в ^4He , а в ряде случаев даже двумя целочисленными индексами N_1 и N_2 . Такое разнообразие свойств является следствием особенностей топологии структуры пространства вырожденных состояний в A -фазе.

4. Отличие этого пространства состояний от окружающей, имеющей место в сверхтекучем ^4He , приводит также к др. свойствам квантованных вихрей по сравнению с ^4He . Так, вихрь с одним квантом циркуляции (квант циркуляции в сверхтекучем ^3He равен $\hbar/2m$) имеет сингулярный кор, внутри к-рого сверхтекучее состояние отличается от A -фазы, а вихрь с двумя квантами циркуляции вообще не имеет сингулярного кора и поэтому часто бывает энергетически более выгодным, чем два одноквантовых вихря. При вращении сосуда в присутствии магн. поля возникают вихревые решётки, состоящие как из сингулярных, так и несингулярных вихрей. При уменьшении поля решётка несингулярных вихрей становится энергетически более выгодной, образуя непрерывную периодич. структуру вектора l с твердотельным (в ср.) распределением скорости сверхтекучего движения (v_s) = $\langle \omega \rangle$. Существенно, что С. не нарушена ни в одном из вихрей: внутри сингулярного кора одноквантового вихря вместо нормальной жидкости формируется ещё одна сверхтекучая фаза — т. н. полярная фаза. Даже в $^3\text{He}-B$, где все вихри, как и в ^4He , сингулярны, кор вихря тем не менее является сверхтекучим: помимо A -фазы в коре имеется сверхтекучая магн. жидкость, в результате вихрь обладает спонтанным магн. моментом.

5. Цель в центре квазичастиц в A -фазе обращается в нуль в двух точках $p = \pm p_f l$ на ферми-поверхности, поэтому критич. скорость Ландау для рождения возбуждений равна нулю. Это приводит к уменьшению ρ_s за счёт рождения квазичастиц при движении сверх-

текуей компоненты, в результате чего нормальная компонента существует даже при $T = 0$: её плотность пропорциональна $(\mu)^2$, а в пространстве неоднородном поле вектора \mathbf{l} пропорциональна $|\nabla \mathbf{l}|$.

6. Имеется третий механизм взаимодействия между сверхтекучей и нормальной компонентами (помимо квантовых вихрей и рождающихся квазичастиц) за счёт пространственно-временных изменений вектора \mathbf{l} . Поскольку динамика вектора \mathbf{l} тем самым определяет сверхтекучее движение, двухжидкостная гидродинамика Ландау включает урние для \mathbf{l} . Ур-ние (2) в модифициров. системе ур-ний гидродинамики для А-фазы принимает следующий вид (при $v_n = 0$):

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} = -\nabla \mu + \frac{\hbar}{2m} \epsilon_{ijk} l_i \frac{\partial l_j}{\partial t} \nabla l_k, \quad (8)$$

где ϵ_{ijk} — антисимметричный тензор. Это ур-ние отражает тот факт, что v_s может уменьшаться с помощью пространственно-временных осцилляций вектора \mathbf{l} , осуществляющих проскальзывание фазы. Бездиссипативный поток массы осуществляется только при стационарном \mathbf{l} и при $\nabla \mu = 0$. При наличии $\nabla \mu \neq 0$ формируется диссипативное токовое состояние сверхтекучей компоненты, в к-ром ускорение за счёт $\nabla \mu$ компенсируется периодическими осцилляциями вектора \mathbf{l} , вызывающими диссипацию в системе квазичастиц. Подобный периодич. процесс, представляющий собой аналог объёмного вестационарного эффекта Джозефсона, наблюдается экспериментально.

Магн. сверхтекучая фаза A_1 помимо сверхтекучих свойств, характерных для А-фазы, обладает ещё рядом свойств, вытекающих из дополнит. комбинаров. инвариантности состояния A_1 -фазы, связывающей сверхтекучее поведение с магнитным. В частности, во втором звуке, распространяющемся в A_1 -фазе, колеблется не только зитрония, но и намагниченность.

С. — весьма распространённое в природе явление. Помимо сверхтекучего ^4He и сверхтекучих фаз ^3He (в ^3He -В кроме обыкновенного наблюдается также спиновая сверхтекучесть), а также заряд. сверхтекучей электронной жидкости в сверхпроводниках следует упомянуть С. в системе нуклонов в нейтронных звёздах — пульсарах и сверхтекучие корреляции в атомных ядрах (Н. Н. Боголюбов, 1958). Среди заряженных сверхтекучих систем выделяются сверхпроводящие металлы с тяжёлыми фермионами, сверхпроводимость к-рых весьма вероятно относится к классам С., характеризующим комбинаров. нарушение калибровочной и кристаллич. симметрии и симметрии по отношению к обращению времени (Г. Е. Волков, Л. П. Горьков, 1984). Родственные сверхпроводимости (или С.) явления наблюдаются также в двумерных электронных системах в присутствии сильного магн. поля, где образуются электронные квантовые жидкости с бездиссипативным потоком массы и электрич. заряда, имеющим место при квантующихся значениях постоянной Холла (см. Квантовый Холл эффект). Интенсивно исследуются на предмет обнаружения С.: спин-поляризованный атомарный водород — единств. реальный объект, соответствующий модели слабовеидеального бозе-газа; слабый раствор ^3He в сверхтекучем ^4He ; наконец, кристаллич. фазы ^3He и ^4He , в к-рых возможна С. жидкости вакансий (А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, 1969).

Лит.: Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1978; Натаншир А. С., Понороски и В. П., Фундаментальная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Сверхтекучесть гелия-3. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Мияека В. П., Сверхтекучий ^3He . Выпущен в прижит. «УФН», 1983, т. 139, в. 2, с. 303; Воловик Г. Е., Сверхтекучие свойства А-фазы ^3He , «УФН», 1984, т. 143, с. 73. Г. Е. Волков, В. П. Миусев. СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ АТОМНЫХ ЯДЕР — коррелированное движение нейтронов и протонов в средних и тяжёлых ядрах, аналогичное движению электронов

в сверхпроводниках. Идея С. а. я. была выдвинута в 1958 О. Бором, Б. Моттelsonом и Д. Пайсоном [1] под влиянием теории сверхпроводимости электронов в металлах. В металлах притяжение между находящимися вблизи поверхности Ферми электронами, обусловленное обменом фононами, может приводить к образованию связанных состояний квазичастиц — к у н е р о в с к и х п а р. При низкой темп-ре эти пары образуют бозе-конденсат (см. Бозе — Эйнштейна конденсация), сверхтекучесть к-рого и приводит к сверхпроводимости металла. Энергия связи пары Δ играет роль параметра порядка для фазового перехода из нормальной фазы металла в сверхпроводящую. Она определяет и энергетич. щель в одночастичном спектре сверхпроводника. Так, в нормальном проводнике спектр имеет вид $\mathcal{E}(p) = (p - p_F)p/m_e$, где p — импульс квазичастицы, p_F — ферми-импульс, m_e — эффективная масса электрона; в сверхпроводнике:

$$\mathcal{E}(p) = \sqrt{\mathcal{E}^2(p) + \Delta^2}.$$

Притяжение между тождеств. нуклонами в синглетном (спин $S = 0$) s-волновом состоянии приводит к аналогичному эффекту в атомных ядрах (см. Сверхтекучая модель ядра). Однако при этом оказывается, что размер формально введённой куперовской пары порядка или даже больше размера ядра ($\sim \hbar/\sqrt{m_N \Delta} \sim 40$ ф. т. к. в средних и тяжёлых ядрах $\Delta \sim 1$ МэВ). Поэтому реально связанное состояние пары нуклонов в ядре не образуется и можно говорить только о парных корреляциях протонов и нейтронов в средних и тяжёлых ядрах. Тем не менее многие качеств. эффекты сверхтекучести в атомных ядрах проявляются. Как и в случае электронов в сверхпроводнике, изменяется одночастичный спектр нуклонов. Если в несверхтекучем ядре он определяется одночастичными энергиями нуклонов \mathcal{E}_i в среднем поле ядра (см. Обобщённая модель ядра), то при учёте корреляции энергии частичек и дырочных возбуждений вблизи поверхности Ферми нейтронов и протонов даются выражением:

$$\mathcal{E}_\lambda = \pm \sqrt{(\mathcal{E}_\lambda - \mathcal{E}_F)^2 + \Delta^2},$$

где \mathcal{E}_F — химический потенциал протонов или нейтронов в ядре (рис. 1).

В тех случаях, когда просвет между уровнями энергии ядра заметно превышает Δ , эффекты сверхтекучести несущественны. Именно такая ситуация осуществляется в малых ядрах, к-рые являются несверхтекучими. Однако при добавлении всего неск. нуклонов сверхтекучесть возникает. В полуматрич. ядрах сверхтекучесть существует только для нуклонов с немагн. щелью.

Др. эффект С. а. я. — кардинальное изменение чисел заполнения частиц вблизи поверхности Ферми. В идеальном ферми-газе распределение частиц по импульсам $n(p)$ имеет вид единичной «ступеньки»: $n = \theta(p - p_F)$ (см. Ферми-распределение). В нормальной ферми-жидкости взаимодействие между частицами лишь уменьшает величину ступеньки $n(p)$, но сам факт существования скачка остаётся

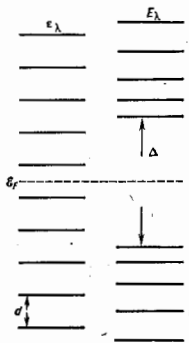
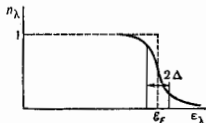


Рис. 1. Влияние спаривания на одночастичный спектр нуклонов в модели окисидатных уровней; $\Delta = 2d$, d — расстояние между соседними уровнями \mathcal{E}_λ .

ся в силе, т. е. распределение квазичастиц по-прежнему имеет вид единичной ступеньки. Сверхтекучесть размывает эту ступеньку на интервал $\sim \Delta$. Аналогично, в несверхтекучем ядре квазичастицы распределены по одночастичным состояниям λ по закону $n_\lambda = \theta(\mu - \epsilon_\lambda)$. Учёт парных коррелиций делает переход от $n_\lambda = 1$ к $n_\lambda = 0$ плавным, с характерным масштабом $|\epsilon_\lambda - \mu| \sim \Delta$ (рис. 2). Этот эффект —

Рис. 2. Числа заполнения n_λ для невакцидирующихся частиц (пунктирная ступенька) и с учётом спаривания (сплошная кривая).



дробное заполнение уровней вблизи поверхности Ферми — влияет на вероятности ядерных β - и γ -переходов. Так, для одночастичного перехода $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$ появляется фактор $n_{\lambda_1}(1 - n_{\lambda_2}) < 1$, k -ый уменьшает вероятность перехода иногда на порядок. Существенно влияет $S. a. j.$ и на *альфа-распад*.

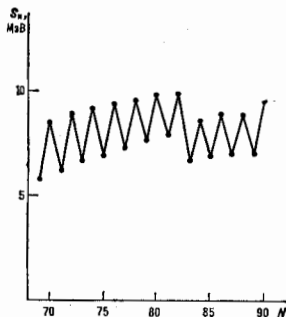


Рис. 3. Чётно-нечётный эффект в энергиях отделения нейтрона от ядра при фиксированной величине нейтронного избытка в ядре $N - Z = 21$.

Парные корреляции объясняют и чётно-нечётное «дрожание» энергий связи ядер $B(N, Z)$. Здесь N — число нейтронов, Z — число протонов в ядре или энергии отделения нейтрона и от ядра

$$S_N(N, Z) = B(N, Z) - B(N-1, Z)$$

(рис. 3). Энергетич. щель Δ приближённо может быть извлечена из разностей энергий связи или $S_N(N, Z)$. Так, для нейтронов

$$\Delta_n(N, Z) = -\frac{1}{4} [S_N(N-1, Z) + S_N(N+1, Z) - 2S_N(N, Z)]. \quad (1)$$

Аналогично вычисляется $\Delta_p(N, Z)$. Значения Δ , извлекаемые из соотношения (1), могут быть приближённо аппроксимированы соотношениями:

$$\Delta_{n,p} \approx 12/\sqrt{A}, \text{ МэВ}, \quad (2)$$

где $A = N + Z$. Однако есть заметные отклонения от (2), особенно вблизи магич. ядер, и (2) не имеет явного флз. смысла.

Наиб. ярко сверхтекучие свойства проявляются в *деформированных ядрах*. Квантовая ферми-система, не обладающая сверхтекучестью, должна иметь такой же момент инерции, как твёрдое тело того же объёма и формы. Существенно меньшие (в 2—2,5 раза) эксперим.

значения моментов инерции деформиров. ядер не объяснила оболочечная модель. Учёт сверхтекучести естественно объясняет этот эффект.

Сверхтекучая *высокосп. из состояний* ядр. пов. волна обнаружилась ряд особенностей их спектров (т. к. обратный загиб, двойной обратный загиб). Эти особенности обусловлены фазовыми переходами в ядрах, вызванными ростом угл. момента. Фазовый переход может быть связан либо с изменением формы ядра (напр., возникновением аксиальной деформации), либо с изменением характера спаривания. Так, обратный загиб связывают с разрушением парной корреляции нуклонов под влиянием вращения. Возможно, эти особенности спектров связаны с возникновением в возбуждённых высокосп. состояниях ядер трагического спаривания [3], к-рое может быть результатом притягательного взаимодействия нуклонов в r -состоянии со спином $S = 1$ (гл. обр. спин-орбитального). Гипотеза триплетного спаривания приводит к ряду предсказаний, напр. для вероятностей магн. γ -переходов.

Природа $S. a. j.$ не вполне ясна. Подходы в теории ядра, основанные на первых принципах (напр., теория Бете — Брукнера), приводят для синглетного состояния либо к отталкивательному взаимодействию нуклонов, либо к притяжению, слишком слабому для возникновения сверхтекучести. В отличие от бесконечных систем, где для возникновения спаривания достаточно сколь угодно слабого взаимодействия, в ядрах энергия притягательного взаимодействия должна быть сравнима с расстоянием между уровнями у поверхности Ферми. Результаты этих теорий ставят под сомнение объёмный характер спаривания в ядрах. В то же время на поверхности ядра в этом состоянии должно быть сильное притяжение, связанное с резонансным характером взаимодействия нуклонов малой энергии в пустоте. Т. к. реально существующие ядра — сравнительно небольшие системы, этого поверхностного притяжения может оказаться достаточно для того, чтобы эфф. взаимодействие оказалось притягательным и нужной величины [4].

Большинство эффектов сверхтекучести мало зависят от её природы (объёмной или поверхностной). Наиб. чувствительны к этому реакции двухнуклонной передачи (см. *Прямые ядерные реакции*). Однако данные не столь прецизионны, а теория этих реакций не столь точна, чтобы сделать чёткое различие между двумя крайними случаями. Возможна и промежуточная ситуация, когда взаимодействие притягательно и внутри ядра и на поверхности, но поверхностное притяжение гораздо сильнее и играет существенную роль в спаривании.

Лит.: 1) Vogt A., Mottelson B. P., Pines D., Possible analogy between the excitation spectra of nuclei and that of the superconducting metals state, Phys. Rev., 1958, v. 110, № 4, p. 936; 2) Соловьёв В. Г., Теория сложных ядер, М., 1971; 3) Фальков В. И., Шаниро И. С., Триплетное спаривание в ядрах, Докл. АН СССР, 1985, т. 31, в. 4, с. 1194; 4) Мигдал А. Л., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983. Э. Э. Сегельштейн.

СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА (сверхтонкое расщепление) уровней энергии и — расщепление уровней энергии атома, молекулы или кристалла на нек. подуровней, обусловленное взаимодействием магн. момента ядра с магн. полем, создаваемым гл. обр. электронами, а также взаимодействием квадрупольного момента ядра с неоднородным внутриатомным электр. полем. Вследствие сверхтонкого расщепления уровней в оптич. спектрах атомов и молекул вместо одной спектральной линии возникает группа очень близких линий — $S. c.$ спектральных линий.

Если ядро атома или одно из атомных ядер молекулы имеет спин I , то каждый подуровень $S. c.$ характеризуется полным моментом $F = J + I$, где J — векторная сумма полного электронного момента и момента орбитального движения ядер. Квантовые числа F полного момента принимают значения $F = |J - I|, |J - I| + 1, \dots, J + I$ (J и I — квантовые числа пол-

ного механич. электронного и ядерного спинового моментов). При $J \geq 1$ число подуровней равно $2J + 1$, а при $J < 1$ оно равно $2J + 1$. Энергия ϵ подуровня записывается в виде:

$$\epsilon_F = \epsilon_J + \epsilon_{M1} + \epsilon_{E2},$$

где ϵ_J — энергия уровня в пренебрежении С. с., ϵ_{M1} — энергия магн. диполь-дипольного взаимодействия, ϵ_{E2} — энергия электр. квадрупольного взаимодействия.

В атомах и ионах осн. роль играет магн. взаимодействие, энергия к-рого

$$\epsilon_{M1} = \frac{1}{2} h A C, \quad C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1);$$

константа A (Гц) определяется усреднением по состоянию с полным моментом F оператора магн. взаимодействия электронов с ядерным моментом $\hat{V}_{M1} = h A I J$. Величина взаимодействия пропорц. ядерному магнетону $\mu_N = (m/m_p)\mu_B$, где μ_B — магнетон Бора, m — масса электрона и m_p — масса протона. Расстояние между подуровнями С. с. в атоме примерно в 1000 раз меньше, чем расстояние между компонентами тонкой структуры. Характерные величины сверхтонкого расщепления (ϵ_{M1}/h) для основного состояния атомов порядка одного или неск. Гц. Сверхтонкое расщепление возбужденных уровней энергии убывает пропорц. энергии связи возбужденного электрона в степени $3/2$ и быстро уменьшается с увеличением орбитального момента электрона. В случае водородоподобных атомов (H, He⁺ и т. д.)

$$A = \frac{(Ry/2\pi\hbar) \alpha^2 Z^2}{n^2(1+1/2)J(J+1)} \cdot \frac{m}{m_p} g_I,$$

где $Ry = me^4/2\hbar^2$ — Ридберга постоянная, α — тонкой структуры постоянная, Z — заряд ядра (в единицах заряда электрона), n и l — главное и орбитальное квантовые числа, g_I — ядерный Ланде множитель.

Электрич. квадрупольное взаимодействие существует при $J \geq 1$ для несферич. ядер с $I \geq 1$. Оно даёт поправки к энергии подуровней атома

$$\epsilon_{E2} = \frac{3h}{8} B \frac{C(C+1) - 4/3I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)}.$$

Константа B определяется усреднением по состоянию с полным моментом F оператора квадрупольного взаимодействия

$$V_{E2} = 3/4\pi B \{ \hat{i}_i^2 \hat{i}_k^2 + \hat{i}_k^2 \hat{i}_i^2 - 2/3I(I+1)\delta_{ik} \} \hat{J}_i \hat{J}_k,$$

где $i, k = 1, 2, 3$, δ_{ik} — Кронекера символ. Обычно постоянная квадрупольного взаимодействия B на один-полтора порядка меньше константы A . Квадрупольное взаимодействие приводит к нарушению правила интервалов Ланде.

Для дипольных переходов между подуровнями С. с. разных уровней выполняется отбора правила: $\Delta F = 0, \pm 1$; $F + F' \geq 1$. Между подуровнями С. с. одного уровня разрешены магн. дипольные переходы с указанными выше правилами отбора, а также электр. квадрупольные переходы с правилами отбора $\Delta F = 0, \pm 1, \pm 2$; $F + F' \geq 2$.

Почти у всех молекул в основном электронном состоянии суммарный механич. момент электронов равен нулю и магн. С. с. колебательно-вращат. уровней энергии гл. обр. связана с вращением молекулы. В случае двухатомных, линейных многоатомных молекул и молекул типа симметричного волчка (см. Молекула), содержащих одно ядро со спином I на осн. молекулы,

$$\epsilon_{M1} = h \frac{\alpha K^2}{J(J+1)+b} C,$$

где J и K — квантовые числа полного вращат. момента и его проекция на ось волчка соответственно. Магн. расщепления составляют 1—100 кГц. Если спином обладают неск. ядер молекулы, то вследствие магн.

взаимодействий ядерных моментов возникает дополнит. расщепления порядка неск. кГц. Магнитная С. с. уровней энергии молекул, обладающих электронным моментом, того же порядка, что и для атомов.

Если молекула в состоянии $^1\Sigma$ содержит на своей оси ядро с $I \geq 1$, гл. роль играет квадрупольное расщепление:

$$\epsilon_{E2} = \frac{3}{8} h \beta \left(\frac{3K^2}{J(J+1)} - 1 \right) \frac{C(C+1) - 4/3I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)(2J-1)(2J+3)},$$

где β (Гц) — константа, характерная для уровня с данными K и J . Величины квадрупольных расщеплений составляют десятки и сотни МГц.

В растворах, стёклах и кристаллах С. с. могут, напр., иметь уровни энергии примесных ионов, свободных радикалов, электронов, локализованных на дефектах решётки.

С. с. изучается методами магн. резонанса, др. методами радиоспектроскопии. Для возбужденных состояний используются методы двойного резонанса (оптический — радиочастотный, инфракрасный — радиочастотный резонансы), а также методы нелинейной лазерной спектроскопии.

Раад. изотопы хим. элементов обладают раад. значениями ядерного спина, а их линии испытывают изотопич. сдвиг. Поэтому часто происходит наложение спектров разных изотопов и С. с. спектральных линий дополнительно усложняется.

Лит.: Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Соболев И. И., Введение в теорию атомных спектров, 12 изд., М., 1977; Аглицкий Г. И., Theory of the hyperfine structure of free atoms, N. Y. — La. o., 1971; Радиг А. А., Смирнов В. М., Параметры атомов и атомных ионов. Справочник, 2 изд., М., 1966.

СВЕРХТОНКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие магн. и квадрупольного моментов ядер с магн. и электростатич. полями окружающих электронов. С. в. приводит к сверхтонкой структуре энергетич. уровней в атомах, молекулах и твёрдых телах с характерными энергетич. масштабами, на 3 порядка меньшими масштаба тонкой структуры, связанной со спин-орбитальным взаимодействием. Число подуровней сверхтонкой структуры равно $2I + 1$, если спин ядра I меньше момента электронной оболочки J , и $2J + 1$ в противном случае.

Гамильтониан С. в. \mathcal{H} имеет вид:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_2 = -\mu H + \frac{1}{6} \sum_{\alpha, \beta} Q_{\alpha, \beta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r_{\alpha} \partial r_{\beta}},$$

где \mathcal{H}_0 и \mathcal{H}_2 — гамильтонианы магн. и квадрупольного взаимодействий; H и ψ — напряжённость магн. поля и электростатич. потенциал, создаваемые электронами в месте нахождения ядра; μ и $Q_{\alpha, \beta}$ = $(3/r_{\alpha, \beta}^3 - r_{\alpha, \beta}^2 \delta_{\alpha, \beta})$ — магн. и квадрупольные моменты ядра, e — заряд электрона. Здесь угл. скобки (...) означают усреднение по волновым ф-циям ядра, r_{α} и r_{β} — компоненты вектора r ; индексы $\alpha, \beta = x, y, z$, ось z направлена вдоль спина ядра. Величины μ и $Q_{\alpha, \beta}$ можно выразить через ядерный спин:

$$\mu = \mu_N (m_p/m_p) g_I I; \quad Q_{\alpha, \beta} = \frac{2}{3} \frac{Q}{I(2I-1)} \times \left(I_{\alpha} I_{\beta} + I_{\beta} I_{\alpha} - \frac{2}{3} I^2 \delta_{\alpha, \beta} \right),$$

где $\mu_B = eh/2mc$ — магнетон Бора, m_p , m_p — массы электрона и протона, g_I — гиромагнитное отношение, Q — ср. по волновым ф-циям ядра значение компонент Q_{22} в состоянии с макс. проекцией спина на ось z , $\delta_{\alpha, \beta}$ — Кронекера символ. Магн. поле H , создаваемые электронами в месте нахождения ядра, является суммой поля, обусловленного орбитальным движением электронов $H_0 = -\mu_N(2/r^2)I$ и поля H_2 , связанного с распределением спиновой плотности. Поле H_0 может быть представлено в виде суммы поля, соответствующего магнитодипольному взаимодействию $H_{01} = \mu_N(2/r^2) \times$

$\times [sr^2 - 3(sr)r]$, и поля, соответствующего контактому $\mathbf{H}_{30} = -\mu_B(16\pi/3)\psi^2(0)/s$, где $\psi(0)$ — волновая функция электрона в месте нахождения ядра, s — спин электрона. Для электронов с нулевым орбитальным моментом (s -электроны) \mathbf{H}_{31} и \mathbf{H}_3 обращаются в нуль и остаются только контактное взаимодействие. Напротив, для электронов с орбитальным моментом $l > 0$ обращается в нуль контактное взаимодействие и остаются \mathbf{H}_{31} и \mathbf{H}_3 .

Расщепление уровней в атомах и молекулах, к-рому приводит С. в., по порядку величины равно $\alpha^2(m_e/m_p)^2 Z^2 Ry$ для магн. части взаимодействия $\mathcal{H}_m \approx (Q/a)^2 Z^2 Ry$ для квадрупольных взаимодействий, \mathcal{H}_q , где $a = e^2/\hbar c$ — тонкой структуры постоянная, Z — заряд ядра, $Ry = e^2/2a_0$ — единица Ридберга для энергии, a_0 — Бора радиус. Характер расщепления ΔE_F определяется величиной $\langle J \rangle$, усреднённой по собств. состоянию системы $|FMJ\rangle$ с полным моментом $F = I + J$; M — проекция полного момента:

$$\Delta E_F = \frac{1}{2} AC + BC(C+1),$$

где $C = 2 \langle FMJ | J | FMJ \rangle = F(F+1) - J(J+1) - l(l+1)$. Для водородоподобных ионов в состоянии с квантовыми числами n, l, m имеем:

$$A = \alpha^2 g_l^2 (m_e/m_p)^2 \frac{Z^2 Ry}{n^3} \begin{cases} 8/3, & \text{если } l=0, \\ 1, & \text{если } l>0; \end{cases}$$

$$B = \left(\frac{Q/a}{n} \right)^2 \frac{Z^2 Ry}{n^3} \cdot \frac{3}{8l(2l-1)j(j+1)(l+1)(l+1/2)}.$$

Для водородоподобных атомов, молекул и твёрдых тел расчёт магн. поля и градиента электрич. поля электронных оболочек в месте нахождения ядра весьма сложен. Он, как правило, связан с выходом за рамки обычного Хартри — Фока метода и требует громоздких расчётов. В частности, даже для щелочных элементов учёт спиновой поляризации остова может изменить значение постоянной A в 1,5 раза. В ряде случаев, напр. для атомов и ионов с валентными d -электронами, из-за спиновой поляризации меняется знак магн. поля. Для многозарядных ионов и тяжёлых ядер существенную роль начинают играть релятивистские эффекты и эффекты, связанные с конечным размером ядра.

Экспериментально С. в. исследуется методами лазерной спектроскопии, радиоспектроскопии, электронного парамагнитного резонанса, ядерного магнитного резонанса, ядерного квадрупольного резонанса, используются также методы гамма-спектроскопии, основанные на Мессбауэровском эффекте. Изучение сверхтонкого расщепления позволяет определить спины, магн. и квадрупольные моменты ядер, в т. ч. и в случаях, когда время жизни этих ядер мало. В свою очередь, благодаря С. в. ядра играют роль естеств. зонда, позволяющего исследовать электронную структуру твёрдых тел.

С. в. весьма существенно в спектроскопии мезоатомов, т. к. абс. величина сверхтонкого расщепления увеличивается в $(m_e/m_c)^3$ раз, где m_c — масса мезона, а относительная — в $(m_e/m_c)^2$ раз.

Переход между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния водорода даёт радиочастоту водорода 21 см, к-рая играет чрезвычайно важную роль в совр. радиоастрономии.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Соболев Я. И., Введение в теорию атомных спектров, 12 изд., М., 1977; Сверхтонкие взаимодействия в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1970; Лифшиц Е. М., Мессбауэр Я., Атомная физика, 2 ед., В.—(а. о.), 1986.

И. Л. Бейман.
СВЕТ — 1) в узком смысле — то же, что и видимое излучение, т. е. эл.-магн. волны в интервале частот, воспринимаемых глазом ($7,5 \cdot 10^{14}$ — $4,0 \cdot 10^{14}$ Гц), что соответствует длинам волн в вакууме от ~ 400 до ~ 760 нм. С. очень высокой интенсивности глаз воспринимает в песчало более широким диапазоне. Свето-

вые волны разл. частот воспринимаются человеком как разл. цвета (подробнее см. в ст. Колориметрия).

2) С. в широком смысле — то же, что оптическое излучение.

А. П. Гагарин.
СВЕТИМОСТИ КЛАССЫ — параметры спектральной классификации звёзд, характеризующие зависимость спектра звезды от её абс. видимой звёздной величины M_V . С. к. определяются в т. н. йерсковой системе спектральной классификации звёзд (см. Спектральные классы).

Разделение звёзд на С. к. связано с зависимостью степени ионизации атомов в атмосферах звёзд от электронного давления и с зависимостью интенсивности спектральных линий от величины взаимодействия атомов с окружающими частицами. Эти зависимости различаются для звёзд с разными ускорениями силы тяжести в атмосфере g . Следствие масса — светимость зависимости величины g , в свою очередь, связана со светимостью звезды, мерой к-рой является абс. звёздная величина. В йерсковой классификации определяются след. С. к. (табл.); не во всех спектральных классах представлены все С. к.).

Класс светимости	Название	Подразделения в порядке убывания светимости
0 (или Ia—0, Ia')	Сверхсверхгиганты или гипогиганты	Ia, Iab, Ib
I	Сверхгиганты	II—III, IIIa, IIIab, IIIb, III—IV
II	Яркие гиганты	
III	Гиганты	
IV	Субгиганты	
V	Карлики	

Иногда вводятся С. к. VI для субкарликов и С. к. VII для белых карликов. Наблюдаемая численность звёзд отдельных С. к. находит объяснение в рамках теории эволюции звёзд.

Лит. см. при ст. Спектральные классы. Л. Р. Юнгвальсзон.

СВЕТИМОСТЬ в астрономии — полная энергия, излучаемая источником в единицу времени. Часто С. выражают в единицах светимости Солнца $L_\odot \approx 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Иногда говорят не о полной С., а о С. в нек-ром спектральном диапазоне. Напр., в зависимости от метода определения различают визуальную, фотографическую и др. светимость. С. источника излучения может быть найдена по его блеску и расстоянию до него. По известному расстоянию r определяют абс. звёздную величину M , к-рая связана с видимой звёздной величиной m соотношением

$$M = m + 5 - 5 \lg r - A(r),$$

здесь r выражено в парсеках, а величина $A(r)$ учитывает межзвёздное поглощение. С. связана с M соотношением

$$\lg(L/L_\odot) = 0,4(4,77 - M).$$

По видимой звёздной величине объекта и его параллаксу l С. определяется по формуле

$$\lg(L/L_\odot) = -2 \lg p - 0,4m - 0,1 + 0,4A.$$

Для перехода от визуальной, fotogr. С. или С. определённой фотоэлектрич. методами, к полной С. необходимо ввести т. н. болометрическую поправку, учитывающую излучение, не зафиксированное данным приёмником. С. звёзд главной последовательности (см. Герцишпрунга — Рассела диаграмма) удовлетворяет соотношению масса — светимость: большим массам звёзд соответствуют большие светимости (см. Масса — светимость зависимости). С. стационарных звёзд и др. объектов, излучающих за счёт внутр. источников энергии, не превосходит т. н. критической светимости.

А. М. Черепанин.

СВЕТИМОСТЬ точки поверхности — одна из *световых величин*, отношение *светового потока*, исходящего от элемента поверхности, к площади этого элемента. Единица С. (СИ) — люмен с квадратного метра ($\text{лм}/\text{м}^2$). Аналогичная величина в системе энергетич. величин наз. энергетической С. (излучательностью) и измеряется в $\text{Вт}/\text{м}^2$. Д. Н. Лазарев.

СВЕТИМОСТЬ ускорителя (L) — характеристика эффективности системы «ускоритель — мишень». Определяется как величина, равная числу событий, происходящих в единицу времени при единичном сечении взаимодействия частиц пучка и мишени (в т. ч. подвижной — *встречные пучки*): $L = n_0 N$, где n_0 — плотность частиц мишени, l — её толщина (диоль пучка), N — поток частиц на ускорителе. Для встречных пучков $L = (l/l_0)(N_1 N_2/S)$, где $l_0 > l$ (l — протяжённость сгустка частиц, l_0 — протяжённость участка пересечения пучков, N_1, N_2 — полное число частиц в каждом из пучков, S — площадь поперечного сечения большего из сгустков, f — частота обращения частиц в ускорителе). При ненулевом угле пересечения орбит сталкивающихся частиц и неполном перекрытии сечений сгустков в формуле появляется геом. коэф., меньший единицы. Размерность С. [L] = $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Для процесса исследуемого типа, характеризующего сечением σ , число событий в единицу времени равно $L\sigma$. И. Н. Мешков.

СВЕТОВАЯ ОТДАЧА — 1) С. о. атома — одно из *подвергожительных действий света*, заключающееся в том, что атом, испускающий фотон, приобретает импульс отдачи, направленный в сторону, противоположную вылету фотона. При спонтанном испускании разные атомы ансамбля получают импульсы отдачи в разл. произвольных направлениях; при вынужденном испускании — в одном определённом направлении. См. *Даление света*.

2) С. о. источника света — отношение излучаемого источником *светового потока* к потребляемой им мощности. Измеряется в люменах на Ватт ($\text{лм}/\text{Вт}$). Служит характеристикой экономичности источников; С. о. совр. ламп накаливания общего назначения 8–20 $\text{лм}/\text{Вт}$, люминесцентных — до 90 $\text{лм}/\text{Вт}$, металлогалогенных и натриевых — до 130 $\text{лм}/\text{Вт}$. См. также *Световая эффективность излучения*, *Источники оптического излучения*. Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВАЯ ЭНЕРГИЯ — одна из основных *световых величин*, равная произведению *светового потока* на длительность освещения. Единица С. э. — люмен-секунда ($\text{лм} \cdot \text{с}$). См. также *Спектральная световая эффективность*. В системе энергетич. величин аналогичная величина — энергия излучения, единица измерения — Дж. Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ — отношение светового потока к соответствующему потоку излучения. Единица С. э. и. — $\text{лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$. См. также *Спектральная световая эффективность*. Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВОД (волновод оптический) — закрытое устройство для направленной передачи света. В открытом пространстве передача света возможна только в пределах прямой видимости и ограничивается нач. расходимостью излучения, поглощением и рассеянием в атмосфере. Переход к С. позволяет значительно уменьшить потери световой энергии при её передаче на большие расстояния, а также передавать световую энергию по приводевым трассам.

Разработаны разнообразные типы С., среди них — *лиазовые* (зеркальные) С., представляющие собой систему заключённых в трубу и расходящихся на определённых расстояниях линз (зеркал), полые металлич. трубы и др., однако они не нашли широкого применения.

Наиб. перспективный и широко применяемый в настоящее время (1990-е гг.) тип С. — гибкий диэлектрик.

волоконный С. с низкими оптич. потерями (см. *Волоконная оптика*), позволяющий передавать свет на большие расстояния. В простейшем варианте он представляет собой тонкую нить из оптически прозрачного материала, сердцевина к-рой радиуса a_1 имеет показатель преломления n_1 , а оболочка с радиусом a_2 имеет показатель преломления $n_2 < n_1$ (рис. 1). В приближе-

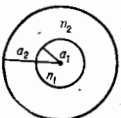


Рис. 1. Поперечное сечение волоконного световода.

нии геом. оптики лучи, входящие в сердцевину под достаточно малыми углами к оси С., испытывают *полное внутреннее отражение* на поверхности раздела сердцевины и оболочки и распространяются только по сердцевине.

В зависимости от назначения С. диаметр сердцевины $2a_1$ составляет от неск. мкм до неск. сотен мкм, а $2a_2$ — от неск. десятков до примерно тысячи мкм.

Величины $2a_1$ и $n_1 - n_2$ определяют число типов волн (мод), к-рые могут распространяться по С. при заданной длине волны света λ . Выбирая $2a_1$ и $n_1 - n_2$ достаточно малыми, можно добиться, чтобы С. работал в одномодовом режиме.

Волоконные С. находят широкое применение в системах *оптической связи*, в датчиках разл. физ. полей, в вычислит. технике, для канализации мощного лазерного излучения для медицинских и технол. целей и т.д.

Характеристики волоконных световодов. Важнейшими характеристиками С., предназначенными для подобных применений, являются оптич. потери, дисперсия групповой скорости, оптич. величина и механич. прочность. В 70-х гг. 20-е в. созданы волоконные С. на основе кварцевого стекла с затуханием сигнала ~ 1 дБ/км в ближней ИФ-области спектра. Типичный спектр оптич. потерь α в таких С. представлен на рис. 2, а. Минимально возможные потери составляют $\approx 0,16$ дБ/км на волне 1,55 мкм. Материалом для таких С. служит кварцевое стекло; различия показателей преломления сердцевины и оболочки достигают легированием стекла (напр., фтором, германием, фосфором).

Др. важной характеристикой одномодовых волоконных С., широко применяемых в системах оптич. связи, является дисперсия скорости групповой скорости v_g . На рис. 2, б представлен спектр дисперсии С.

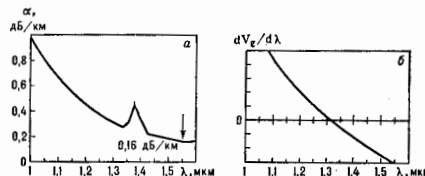


Рис. 2. Спектр оптич. потерь (а) и дисперсии групповой скорости $d v_g / d \lambda$ (произвольные единицы, б).

на основе кварцевого стекла. Видно, что кривая дисперсии проходит через 0 вблизи $\lambda \approx 1,3$ мкм. Это означает, что именно в этой спектральной области инфракрасного пропускания одномодовых волоконных С. на основе кварцевого стекла максимален и составляет $\approx 10^{11}$ Гц·км.

Изменением профиля показателя преломления волоконного С. можно сместить нуль дисперсии в область vicinity 1,55 мкм, где расположено абс. минимум оптической потери. Такие волоконные С. (со сдвинутой дисперсией) разработаны и находят большое применение в широкополосных системах дальней оптич. связи. Разработаны волоконные С. более сложной конструкции, напр. многослойные С. в т.ч. с сильными двулучепреломлением. Одномодовые С. последнего типа перспективны для применений, где необходимо сохранить поляризацию распространяющегося света.

Хотя стеклянные волоконные С. первоначально разрабатывались в качестве линейной передающей среды для систем оптич. связи, оказалось, что они являются перспективным нелинейным материалом. Оптическая нелинейность в стеклянных волоконных С. возникает в результате зависимости показателя преломления n от интенсивности лазерного излучения I : $n = n_0 + n'I$, где n_0 — линейная часть показателя преломления при произвольном низком значении интенсивности, не зависящая от интенсивности; n' — нелинейная добавка, n' — коэф., величина к-рого для кварцевого стекла равна $3,2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт. Малая величина n' для кварцевого стекла показывает, что оно не является хорошим нелинейным материалом. Однако, когда стекло используется в виде волоконного С., нелинейность может иметь большой эффект, что связано с малым сечением сердечника одномодового волоконного С. $\sim 10^{-6}$ см². Это означает, что при введении в С. лазерного излучения мощностью 1 Вт интенсивность $I \sim 1$ МВт/см². Такая высокая интенсивность сохраняется на больших длинах С. вследствие его низких оптич. потерь, обеспечивая длину взаимодействия высокоинтенсивного излучения с веществом вплоть до неск. км. В результате в стеклянных волоконных С. эффективно протекают разнообразные нелинейные процессы при пороговых мощностях 1—10 мВт.

Наиб. интересным нелинейным эффектом, имеющим большое практич. значение, является солитонный режим распространения оптич. импульсов в волоконных С. в спектральной области отрицательной дисперсии групповой скорости ($\lambda > 1,3$ мкм, рис. 2, б).

В идеальном С. без потерь оптический солитон распространяется без изменения своей формы. Поэтому солитоны перспективны как носители информации в широкополосных и протяженных волоконно-оптич. системах связи. Разработаны лаб. солитонные системы связи, к-рые, как полагают, могут использоваться в коммерч. сетях связи в нач. 21 в.

При практич. использовании волоконных С. важной их характеристикой является механическая и прочност.

Теоретич. прочност. на разрыв штейн из кварцевого стекла составляет 20—25 ГПа, макс. прочност. С. на основе кварцевого стекла, защищенных полимерной плёнкой, равна 5—6 ГПа. Прочност. высококачеств. волоконных С. зависит от поверхностных дефектов стекла (трещин, раковин и т.д.), к-рые в присутствии влаги под действием приложенных к С. напряжений увеличиваются, достигая уровня, при к-ром происходит разрушение С. Один из эффективных способов повышения прочност. С. — нанесе-

ние на С. герметичных покрытий в процессе их изготовления. Нанесение металлиз. герметичных покрытий позволяет получать лаб. образцы С. с прочностю до 12—15 ГПа. На рис. 3 приведены ф-ции распределения прочност. волоконных С. с полимерными (а) и металлиз. (б) покрытиями.

Изготовление и применение световодов. Волоконные С. на основе кварцевого стекла с низкими оптич. потерями изготавливают методом хим. осаждения из газовой фазы. В качестве исходных соединений используются кислород и хлориды кремния, германия, фосфора и др. Получаемая этим методом заготовка диам. 20—30 мкм и длиной 400—1000 м перегативается в волоконный С. диам. ≈ 100 мкм с одномоментным нанесением на него защитно-упрочняющей оболочки.

Кроме кварцевого стекла для волоконных С. используют также др. прозрачные в видимой и ИК-областях спектра материалы — многокомпонентные кислородные стекла, бескислородные стёкла, полимеры и кристаллы. Однако волоконные С. на основе кварцевого стекла обладают наилучшими оптич. потерями и наивысшей механич. прочностю, поэтому они нашли самое широкое применение.

В 1990 в мире произведено св. 5 млн. км волоконных С. для волоконно-оптич. систем связи. В 1988 продолжена первая цифровая подводная волоконно-оптич. система связи между Америкой и Европой, а в 1989 — транстихокеанская волоконно-оптич. система Америка — Гавайские острова — Япония. В кон. 20 в. б.ч. телефонных разговоров на Земле производится по телеволоконным С.

В 80—90-х гг. разработаны волоконные С., легированные эрбием, перспективные в качестве активной среды в волоконных усилителях, накачиваемых излучением полупроводниковых лазеров. Эрбиевые волоконные усилители работают в спектральной области vicinity 1,55 мкм, совпадающей с областью мин. оптич. потерь совр. С., и являются альтернативой электронным ретрансляторам в широкополосных волоконно-оптич. системах дальней связи.

Для *интегральной оптики* разработаны диалектрич. волноводы — С., представляющие собой тонкую (порядк. λ) плёнку, нанесённую на подложку. Условие волноводного режима распространения излучения заключается в том, что показатель преломления плёнки больше показателя преломления подложки и среды над волноводом. Диалектрич. С. этого типа изготавливают методом катодного распыления материала волновода на подложку, методом аэрозольного напыления на жидкой или газообразной фазы, методом *шпальной ижматания*.

Лит.: Ми д в и н т е р Д. Ж., Волоконные световоды для передачи информации, пер. с англ., М., 1983; Хансперджер В., Интегральная оптика, пер. с англ., М., 1986; Дьянов В. М., Волоконная оптика: проблемы и перспективы, «Вестник АН СССР», 1989, № 10, с. 41; Дьянов В. М., Дьянов В. М., Волоконно-оптическая связь: 20 лет спустя, там же, 1990, № 8, с. 143; Дьянов В. М., Прохоров А. М., Оптическая связь на основе нелинейных явлений в волоконных световодах, там же, 1990, № 10, с. 42. Е. М. Давлене.

СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ — см. Давление света.

СВЕТОВОЕ ПОЛЕ — поле светового вектора, пространственное распределение световых потоков. Теория С. п. — раздел теоретич. фотометрии. Осн. характеристики С. п. — световой вектор, определяющий величину и направление переноса лучистой энергии, и скалярная величина — ср. сферич. освещённость, определяющая объёмную плотност. световой энергии в исследуемой точке поля. Распределение освещённости в пространстве, применяя общие методы расчёта пространственного распределения светового потока. В теории С. п. используют понятие о световых линиях, аналогично понятию *силовых линий* в классич. теории эл.-магн. поля. С. п. исследуют методами фотометрии; при этом не учитывают квантовую природу света, принимая, что распределение энергии в С. п. непрерывно по времени и пространств.

Лит. см. при стр. Фотометрия.

Л. Н. Нагорский.

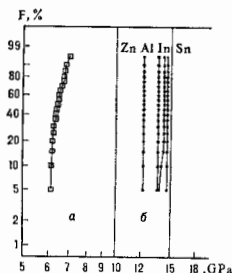


Рис. 3. Функции распределения прочност. волоконных световодов на основе кварцевого стекла с полимерными (а) и герметичными металлиз. (б) покрытиями.

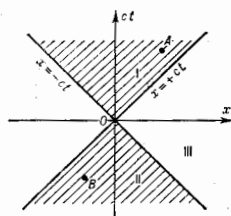
СВЕТОВОЙ ВЕКТОР — вектор плотности светового потока, определяет величину и направление переноса световой энергии. Абс. величина S в.—отношение световой энергии, переносимой через площадку ΔS , перпендикулярную направлению переноса, в единицу времени, к величине этой площадки. Понятие « S в.» используется гл. обр. в теоретич. фотометрии для количеств. описания световых полей и является фотометрич. аналогом *Пойнтинга вектора*. Так, дивергенция S в. определяет объёмную плотность поглощения или испускания света в данной точке светового поля. Проекция S в. на любое направление, проходящее через точку, равна разности освещённостей двух сторон малой площадки, помещённой в этой точке перпендикулярно данному направлению. Величина и направление S в. не зависят от системы координат.

Иногда S в. наз. вектор E напряжённости электрич. поля эл.-магн. волн. Это связано с тем, что именно действие электрол. поля на вещество приводит к поглощению, излучению, поляризации и др. оптич. явлениям. Л. Н. Натерский.

СВЕТОВОЙ ГОД — внесистемная единица длины, применяемая в астрономии. 1 С. г. равен расстоянию, проходимому светом за 1 год. 1 С. г. = 0,3088 парсек = 9,4605 · 10¹⁵ м.

СВЕТОВОЙ КОНУС — понятие, используемое при описании геом. свойств четырёхмерного пространства-времени в частной (специальной) и общей теории относительности. С. к., соответствующим данной точке пространства-времени, наз. трёхмерное подпространство в этом четырёхмерном пространстве, образованное совокупностью *мировых линий* свободно распространяющихся световых сигналов (или любых частиц с нулевой массой покоя), проходящих через эту точку (вершину конуса). Собств. длина мировых линий световых сигналов равна нулю. Поэтому С. к. наз. также нулевым конусом. Каждой точке четырёхмерного пространства-времени соответствует свой С. к.

В случае, если справедлива частная теория относительности, геометрия пространства-времени является псевдоэвклидовой, наз. геометрией Минковского, в к-рой все точки пространства-времени равноправны (см. *Минковского пространство-время*). Поэтому достаточно рассмотреть С. к. с вершиной в начале координат $O: x = 0, y = 0, z = 0, t = 0$ (где x, y, z — пространственные координаты, t — время). Урн.е поверхности С. к. с вершиной в O имеет вид: $c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0$; он инвариантен относительно *Лоренца преобразований*. Точки (события) с $x^2 + y^2 + z^2 \leq c^2t^2$ и $t > 0, t < 0$ образуют соответственно верхнюю (I) и нижнюю (II) полость С. к.; события с $x^2 + y^2 + z^2 > c^2t^2$ образуют область III вне С. к. Пересечение С. к. с плоскостью $y = 0, z = 0$ изображено на рисунке. Поверхность С. к. пересекает эту плоскость по прямым $x = \pm ct$. События A , лежащие в области I, образуют т. н. а б с о д л ю т н о е б у д у щ е е по отношению к событию O ; события B образуют область III вне С. к. Пересечение С. к. с плоскостью $y = 0, z = 0$ изображено на рисунке. Поверхность С. к. пересекает эту плоскость по прямым $x = \pm ct$. События A , лежащие в области I, образуют т. н. а б с о д л ю т н о е б у д у щ е е по отношению к событию O ; события B образуют область III вне С. к.



вие и прошедшее для события O ; любое событие B может являть. на событие O , сигналы из B могут достичь O . События в области III не могут быть связаны с O никаким взаимодействием, т. к. никакие частицы и сигналы не распространяются быстрее света.

Т. о., поверхность С. к. отделяет события, к-рые могут находиться в причинной связи с O , от событий, для к-рых это невозможно, — с этим связано фундам. значение понятия «С. к.». Наблюдатель, находящийся в O , может знать только о событиях в области II и воздействовать только на события в области I.

При наличии полей тяготения пространство-время искривлено и мировые линии, образующие поверхность С. к., уже не являются прямыми; свойства С. к. вблизи вершин такие же, как в частной теории относительности, но в целом они могут отличаться.

СВЕТОВОЙ ПОТОК — световая величина, оценивающая поток излучения, т. е. мощность оптич. излучения, но вызываемому им световым ощущением, точнее, но его действию на селективный приёмник света. спектральная чувствительность к-рого определяется ф-цией относительной спектральной световой эффективности излучения $V(\lambda)$ (λ — длина волны света в вакууме). Единица С. п. — люмен. С. п. Φ_e связан с потоком излучения Φ_e соотношением

$$\Phi_e = K_m \int_0^\infty (d\Phi_e/d\lambda) V(\lambda) d\lambda,$$

где K_m — макс. значение спектральной световой эффективности, равное ≈ 683 лм/Вт (при длине волны 555 нм). И. Ю. Новбары.

СВЕТОВОЙ ПРОВОД — то же, что оптический провод, — см. в ст. *Оптические разряды*.

СВЕТОВОЙ ПУЧОК — совокупность световых лучей, испускаемых элементом поверхности источника dS в пределах малого телесного угла $d\Omega$. Если яркость поверхности источника равна I , а ось пучка и нормаль к dS совпадают, то поток энергии, переносимой С. п., равен $d\Phi = I dS d\Omega$.

СВЕТОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ — система *редуцированных фотометрических величин*, характеризующих свет в процессах его испускания, распространения и преобразования (отражение, пропускание и пр.). С. в. опре-

Основные световые величины

Величина	Обозначение	Связь с др. величинами	Единица	
			наименование	обозначение
Световой поток	Φ_e	$Q = \int \Phi_e dt$	люмен	лм · с
Световая энергия	Q	$K = \Phi_e / \Phi_e$	люмен на Ватт	лм · Вт ⁻¹
Световая эффективность излучения	K	$I = d\Phi_e / d\Omega$	кандела	кд
Сила света (источника в ненорм. направлении)	I	$L = \frac{d^2\Phi_e}{d\Omega d\Omega}$	кандела на квадратный метр (устаревшее назв., нит)	кд · м ⁻²
Яркость (в заданной точке и в заданном направлении)	L	$M = \frac{d\Phi_e}{dA}$	люкс	лк
Освещённость (в точке поверхности)	E	$M = \frac{dQ}{dA}$	люмен на квадратный метр	лм · м ⁻²
Светимость (в точке поверхности)	M	$H = \frac{dQ}{dA} = \int Edt$	люкс-секунда	лк · с
Экспозиция (световая экспозиция)	H	$\theta = \int Idt$	кандела-секунда	кд · с
Осветляющая способность	θ	$X_\lambda = dX/d\lambda$	—	—
Осветляющая плотность световой величины	X_λ			

Примечание. Импеданс при Φ_e указывает на принадлежность Φ_e к системе световых величин, в отличие от энергетич. величин Q , (поток излучения). t — время; $d\Omega$ — элементарный телесный угол, в к-ром распространяется излучение; dA — площадь элемента поверхности; θ — угол между нормалью и элементом поверхности и направлением распространения излучения; X — любая световая величина.

делают по отношению к т. н. ср. человеческому светоадаптированному глазу (см. *Зрение*). Относительной спектральной чувствительностью этого условного приёмника света сдвигают ф-цию относительной спектральной световой эффективности, нормализованную в результате асперим. статистич. исследований (в них усреднение проведено как по большой совокупности глаз отд. людей с нормальным зрением, так и по реакциям глаз одного и того же человека в разл. моменты времени). В табл. приведены осн. С. в. и единицы С. в. в *Международной системе единиц* (СИ). Их определение см. в соответствующих статьях, напр. в ст. *Световой поток*, *Люмен*. Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВЫЕ ЕДИНИЦЫ — единицы световых величин: силы света, освещённости, яркости, светового потока и т. д. Единица силы света — *кандела* (кд, ранее — свеча); она воспроизводится по *световой эталону* и входит в качестве осн. единицы в Международную систему единиц (СИ). С. е. в этой системе приведены в табл. в ст. *Световые величины*. Употребляется также др. единицы освещённости и яркости: $1 \text{ фот} = 10^4 \text{ люкс}$; 1 люмен на квадратный фут (лм/фут² или 1 фут-свеча) = $= 10,764 \text{ люкс}$; $1 \text{ стильб} = 10^8 \text{ кд/м}^2$; $1 \text{ ламберт} = 10^4 \text{ лк/м}^2$; $1 \text{ фут-ламберт} = 3,426 \text{ кд/м}^2$. Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ — количество, определения, определения, характеризующих *оптическое излучение*, оптич. свойства материалов (прозрачность, отражательную способность) и пр. С. я. производится приборами, в составе к-рых входят приёмники света. В простейших случаях в диапазоне видимого света приёмником, с помощью к-рого оцениваются *световые величины*, служит человеческий глаз. Подробно о С. и. см. в ст. *Фотометрия*.

СВЕТОВЫЕ ЭТАЛОНЫ — меры для воспроизведения, хранения и передачи световых единиц, обеспечивающие единство световых измерений с наивысшей достижимой точностью. В качестве С. э. в разное время применялись: пламя свечи или лампы с заданными характеристиками (размеры пламени, вид топлива, скорость сгорания и пр.); 1 см^2 поверхности платины при темп-ре затвердевания; электрич. лампы накаливания. Различают первичные и вторичные С. э. Первичный С. э. единицы силы света (канделы) был осуществлён в национальных лабораториях 8 стран в виде т. н. полного излучателя, обладающего свойствами *абсолютно чёрного тела*, при темп-ре затвердевания платины (2045 К). Его яркость $6 \cdot 10^8 \text{ кд/м}^2$ международная согласованности ок. 0,6% при визуальной лабораторной погрешности $\pm 0,2\%$. Этот С. э. действовал по международному соглашению с 1948 по 1979. В 1979 решением Международного комитета по световым стандартам принято новое определение *кандела*, устанавливающее её связь с ваттом монохроматич. излучения вне зависимости от способа воспроизведения. Вторичные С. э. для единиц силы света и освещённости и для единицы светового потока представляют собой группы светоизмерит. ламп накаливания различного устройства и разной цветовой темп-ры. В. Е. Карпачевская.

СВЕТОДАЛЬНОМЕР — прибор для измерения расстояний по времени прохождения его оптич. излучением (светом). С. содержит источник оптич. излучения, устройство управления его параметрами, передающую и приёмную системы, фотоприёмное устройство и устройство измерения временных интервалов.

С. разделяются на импульсные и фазовые в зависимости от методов определения времени прохождения оптич. излучением расстояния до объекта и обратно (см. *Светоальтометрия*). Импульсные методы (методы с непосред. измерением времени распространения) позволяют получать достаточно высокую точность (единицы и десятки см) только в случае усреднения большого числа измерений.

В импульсных С. источником излучения обычно являются твердотельные и полупроводниковые лазеры, работающие в ближнем ИК-диапазоне (0,8—1,06 мкм), излучение к-рых формируется в виде коротких импульсов. Медленно меняющиеся расстояния измеряются с помощью одиночных импульсов; при быстро меняющихся расстояниях применяется непрерывно-импульсный режим излучения. Твердотельные лазеры допускают частоту следования импульсов излучения до 50—100 Гц, полупроводниковые — до 10^4 — 10^6 Гц. Короткие импульсы (20—40 нс) твердотельных лазеров формируют в режиме модуляции добротности с помощью различного рода *оптических затворов*. В полупроводниковых лазерах генерация коротких импульсов мощностью до сотен Вт осуществляется путём формирования коротких импульсов тока накачки.

Импульсные С. используются в основном для измерения расстояний (сотни м — десятки км) до диффузно-рассеивающих объектов с точностью до единиц м.

В фазовых С. в качестве источников излучения применяются, как правило, светодиоды, непрерывные газовые лазеры (He — Ne, He — Cd, CO₂) либо полупроводниковые лазеры с мощностью излучения в единицы мВт.

Обычно модуляция гармонич. сигналом оптич. излучения газовых лазеров осуществляется внеш. электропит. или акустооптич. модуляторами на частотах до десятков и сотен МГц, а модуляция полупроводниковых излучателей — током накачки. Фазовые С. обеспечивают дальность действия при работе с оптич. отражателем на объекте от единиц до десятков км, а при диффузном отражении от объектов — до сотен м.

В качестве фотоприёмников чаще всего применяются фотодиоды или фотоумножители. Из-за нестабильности электронных элементов фазовый сдвиг сигналов за время измерений подвергается дрейфу. Для его учёта в С. включается линия оптич. короткого замыкания — система зеркал и призм или световодов, по к-рой модулиров. свет направляется из передатчика в приёмник, минуя измеряемую дистанцию. Измерение разности длин внеш. и внутр. дистанция позволяет учитывать и компенсировать ошибку за счёт дрейфа масштабной частоты. Большинство совр. С. построено по гетеродинной схеме с измерением разности фаз на высокой промежуточной частоте, что позволяет автоматизировать процесс измерений с использованием цифровых методов. При этом разность фаз между опорным и измерит. сигналами представляется в виде последовательности импульсов, число к-рых подсчитывается.

Совр. С. по назначению и техн. параметрам условно можно разделить на три группы: для измерения больших расстояний (до 50 км) с ошибкой измерения 5—20 м; для измерения малых расстояний (до 10—15 км) с ошибкой измерения 5 ± 10 мм; предельно-точные С. с ошибкой измерения 0,3—0,5 м и дальностью до 0,1—1 км. Нек-рые совр. С. представляют собой светоальтомерные насадки на теодолит, что расширяет круг решаемых прибором задач.

Объединение дальномерной и угломерной частот в единую конструкцию выделило отд. группу приборов — электронные тахеометры, представляющие собой комбинации электронного теодолита, светоальтомера и микропроцессора. В отд. класс выделяются двухволновые С., позволяющие измерять расстояния (с коррекцией влияния атмосферы) дисперсионным методом определения среднего вдоль трассы показателя преломления воздуха.

Лит. см. при ст. *Светоальтометрия*.

Ю. В. Попов, В. Б. Волконский.

СВЕТОДАЛЬНОМЕТРИЯ — измерение расстояний по времени распространения оптич. излучения (света) от источника излучения до объекта, отражающего или рассеивающего это излучение, и обратно. При этом измеряемое расстояние $d = ct/2$, где t — время про-

хождения сигналом двойного измеряемого расстояния, n — ср. значение показателя преломления среды (обычно воздуха), в k -ой распространяется сигнал.

Идея С. была высказана А. А. Майкельсоном (А. А. Michelson), первый светодальномер был реализован А. А. Лебедевым в 1936. Большое развитие С. получила после разработки лазеров.

Величина d может измеряться и импульсным или фазовым методом. В первом случае излучение посылается короткими импульсами и измеряется непосредственно временной интервал t между вылученным сигналом $S(t)$ и принятым сигналом $S(t - \tau)$. Устанавливается критерий отсчета начала и конца временного интервала по определенным (пороговым) параметрам импульсов, напр. по фронту импульса или энергии, максимуму. Этот порог должен быть достаточно высоким, чтобы превышать шум. Собственно измерение интервала времени между посланным и отраженным импульсами осуществляется аналоговыми или цифровыми методами. В аналоговом измерителе временной интервал преобразуется в амплитуду напряжения. В цифровом методе интервал времени определяется по числу импульсов тактового генератора, прошедших на счетчик за этот интервал времени.

Импульсная лазерная С. при длительности импульсов излучения 20—40 нс имеет ошибку измерения неск. м. Применение систем с накоплением сигнала даёт ошибку менее 1 м. При энергии излучения в импульсе ок. 0,3 Дж достигается дальность действия по протяженным объектам до 20 км.

Лазерная импульсная С. применяется для измерения высоты облаков, высот полёта летательных аппаратов при аэрототсёмке, для точного определения орбиты ИСЗ, снабжённого угловыми отражателем, и т. д.

В фазовом методе непрерывное излучение модулируется (напр., по синусоидальному закону) с высокой частотой ω и значение t определяется по запаздыванию фазы принимаемого отражённого излучения по отношению к фазе испускаемого (опорного). Измерения проводят след. образом. На входы фазометра поступают опорный сигнал с выхода генератора синусоидальных колебаний $E_1(t) = E_1 \sin(\omega t)$ и сигнал с выхода фотоприёмника (прошедший измеряемое расстояние) $E_2(t) = E_2 \sin(\omega(t - \tau) - \varphi)$, где $\varphi = 2\omega d/c + \varphi_0$ (φ_0 — фазовый сдвиг, вносимый измерит. установкой). Для частот модуляции ω , соответствующая длина волны k -рых $\lambda_m > 2d$, измеренное значение τ (за вычетом фазового сдвига φ_0) однозначно определяет расстояние d . Выполнив условия $\lambda_m > 2d$ противоречит получению высокой точности на больших расстояниях, т. к. для этой цели необходимо повышать частоту модуляции. Для $\lambda_m < 2d$ следует учитывать целое число N волн модуляции, укладывающихся на интервале $2d$. При этом

$$2d = \lambda_m(N + \delta/2\pi), \quad (*)$$

где δ — разность фаз, измеряемая фазометром. Устранить неоднозначность в (*) можно использованием неск. частот модуляции (т. н. фиксированных частот. При плавном изменении частоты, напр. по линейному закону, учитывается число нулевых значений фазового сдвига на выходе фазометра при изменении частоты модуляции в заданном интервале частот от ω_{\min} до ω_{\max} .

Реальное макс. расстояние, k -рое можно измерить светодальномером, зависит от дальности действия прибора, определяемой как расстояние, на k -ром мощность принимаемого сигнала равна пороговому значению. Пороговая чувствительность определяется заданной ошибкой (или точностью) измерения временного интервала или разности фаз и способом регистрации сигнала и может быть рассчитана для каждой конкретной дальномерной системы.

Наличие атмосферы приводит к ослаблению и рассеиванию оптич. излучения, что уменьшает дальность действия и понижает точность измерений. Кроме того, атмо-

сфера уменьшает скорость распространения эл.-магн. волн по сравнению с вакуумом, поскольку для оптич. диапазона показатель преломления воздуха в каждой точке является ф-цией длины волны излучения, температуры, давления и влажности. Это существенно ограничивает точность светодальномерных измерений. Скорость распространения оптич. излучения в атмосфере $\langle v \rangle = c/\langle n \rangle$, где $\langle n \rangle$ — среднеинтегральный показатель преломления:

$$\langle n \rangle = d^{-1} \int_0^d n(x) dx.$$

Для определения $\langle n \rangle$ необходимо измерить метеопараметры в достаточно большом кол-ве отд. точек. Точность измерения можно повысить с помощью дисперсионного метода, в k -ром измеряются не метеопараметры, а разность оптич. путей для двух разл. длин волн света, зависающая от $\langle n \rangle$. Двухволновый дисперсионный метод по измерениям в конечных точках может обеспечить точность $\langle n \rangle$ до 10^{-7} .

Учитывая все источники ошибок и принимая во внимание повышение инструментальной точности за счёт многократных измерений, результирующую ошибку измерений расстояний довер. светодальномерами с частотами модуляции до неск. десятков МГц можно довести до величин $m_d = \pm(3-10) + 1 \cdot 10^{-6} d$ мм. В прецизионных светодальномерах, где применяются частоты модуляции в сотни МГц, инструментальная ошибка составляет для d мм.

Фазовая С. применяется для бесконтактного измерения расстояний, в основном в топографо-геодезич. работах, в гляциологии, при измерении крупногабаритных деталей в машиностроении, при измерении и юстировке профиля радиотелескопов и др. Дифференцирование данных о расстоянии до объекта как в фазовой, так и в импульсной С. позволяет получить значимые радиальной скорости его перемещений (светодальномерные системы стыковки в космосе).

Развивается новое направление С. — лазерная профилометрия, k -рая на основе непрерывного измерения расстояния позволяет осуществлять автоматич. детальную регистрацию профиля разл. объектов, в т. ч. профиля земной поверхности. Светодальномерный профилометр применим для автономного ориентирования планетоходов.

Лит.: Вафиадис В. Г., Полюев Ю. В. Скорость света и ее значение в науке и технике, Минск, 1970; Волков И. В., В. В. Игольцев В. В., Высокочастотные светодальномеры для геофизии, гидрогеологии и машиностроения, «Труды ГОИ», 1985, т. 58, в. 192, с. 217; Радиогеодезические и электрооптические измерения, М., 1985; Мускелов Н. М., П. М. и И. И. Н. Д., Оптико-электронные системы ближней дальности, М., 1981. Ю. В. Полюев, В. В. Васильевский.

СВЕТОДИОД — полупроводниковый диод, излучающий свет при пропускании тока через p — n -переход в прямом направлении. Физ. основу работы С. составляют процессы инжекции неосвоенных носителей заряда в активную область p — n -структуры и излучат. рекомбинации инжектиров. носителей (см. *Рекомбинация носителей заряда*).

С. включает в себя активный элемент из полупроводникового монокристалла, в основном в виде кубика («чипа»), содержащего p — n -переход или *гетеропереход* и омич. контакты. Типичные размеры чипа: $0,3 \times 0,3 \times 0,25$ мм. С. содержит также элементы конструкции, предназначенные для сбора излучения, выпущенного внеш. оптич. эффективностью и формирования необходимой диаграммы направленности излучения. С. может иметь два чипа с разл. цветами свечения или один чип с двумя p — n -переходами, излучающими в двух спектральных полосах. В этом случае возможно управление цветом свечения. С. может содержать также резистор или микросхему, позволяющие управлять питающим напряжением С. (см. *Интегральная схема, Микроэлектроника*). С. могут иметь усложнённую кон-

струкцию, повышающую эффективность ввода излучения в волокно, если они предназначены для использования в сдв, цепях, напр. в волоконно-оптич. линиях связи (ВОЛС) (см. *Волокнонная оптика*).

С. характеризуются высокой яркостью (тыс. кд/м²), силой света (до десятков кд), силой излучения (сотни мВт/ср), внеш. квантовым выходом излучения (до 50%), широким спектральным диапазоном ($\lambda_{\text{макс}} \approx 7-10,35$ мкм), высоким быстродействием (до единиц нс), совместимостью по входным характеристикам с транзисторными микросхемами, а по спектру излучения С. ИК-диапазона — с фотоприёмниками на основе кремния, ВЧ-диапазона — монолитной интеграции, возможностью ВЧ-модуляции излучения путём модуляции тока накачки (до сотен МГц), низковольтностью электропитания (1,5—4 В), надёжностью и большим сроком службы (до сотен тыс. ч).

Основные механизмы возбуждения светодиода — инжекция носителей заряда и ударная ионизация. Инжекция наиб. эффективна в гетероструктурах (ГС). Вследствие разрывов в валентной зоне и зоне проводимости гетероперехода при смешении перехода в прямом направлении наблюдается односторонняя инжекция носителей заряда из широкозонного материала в узкозонный практически независимо от уровня легирования n - и p -областей. В двойных гетероструктурах (ДГ) вследствие эффекта электронного ограничения (см. *Гетероструктура*) повышается концентрация носителей в активной области структуры. Если толщина активной области $d < L$, где L — диффузионная длина инжекторов, носителей, то концентрация носителей в L/d раз превышает концентрацию в гомоструктуре при том же уровне возбуждения. Применение ДГ позволяет повысить внеш. квантовый выход излучения ($\eta_{\text{вн}}$) при малых токах накачки. Ударная ионизация имеет место при обратном смешении p - n -перехода до напряжения электрич. пробоя. Этот механизм введения неравновесных носителей менее эффективен, чем инжекционный.

Излучат. рекомбинация в С. осуществляется в прямозонных полупроводниках (напр., GaAs, InAs, твердых растворах GaAs_{1-x}P_x при $x < 0,4$, Ga_{1-x}Al_xInAs при $x < 0,35$ и др.), в k -рых абс. минимум зоны проводимости находится при том же значении квазиимпульса, что и максимум валентной зоны. Переход электрона с сохранением квазиимпульса характеризуется высокой вероятностью и является излучательным. Длина волны излучения в максимуме спектральной полосы определяется шириной запрещённой зоны E_g по примерно соотношению $\lambda_{\text{макс}} \approx 1,239/E_g$. Полное число излучат. переходов R в единице объёма пропорц. концентрации электронов (n) и дырок (p) в активной области: $R = B_{sp}np$, где B_{sp} — коэф. рекомбинации, равный для прямозонных полупроводников $\sim 10^{10}$ см³/с.

С. на основе гомопереходов в прямозонных полупроводниках, легированных т. в. мелкими примесями (см. *Примесные уровни*), имеют существен. недостаток — сильное поглощение излучения внутри кристалла (коэф. поглощения $\alpha \sim 10^4$ см⁻¹). Снижение потерь на межзонное поглощение достигается уменьшением энергии излучения за счёт компенсации примесей в активной области (напр., в эпитаксиальной p - n -структуре GaAs, легированной Si). При сильном легировании и компенсации хаотически расположенный в пространстве заряд примесей создаёт искривление границ зон, при k -ром локальная ширина запрещённой зоны остаётся постоянной (см. *Сильнолегированный полупроводник*). Это приводит к тому, что в распределении плотности состояний появляются участки при энергиях ниже зоны проводимости и выше валентной зоны — т. в. хвосты плотности состояний, пространственно разделённые в обеих зонах. В С. с такой структурой в излучат. рекомбинации принимают участие глубокие и удалённые группы состояний. При этом излучаемые фотоны характери-

зуются энергией, меньшей E_g , на глубину потенциальных ям ΔE : $h\nu_{\text{изл}} \approx E_g - 2\Delta E$, и поэтому способны поглощаться в кристалле ($\alpha \approx 100$ см⁻¹). Одновременно эти переходы имеют высокую инерционность (быстродействие С. примерно 0,5—1,5 мкс), т. к. плотность состояний на две потенциальных ямы мала. В связи с низким коэф. поглощения внеш. квантовый выход излучения для приборов с полусферич. кристаллом достигает $\eta_{\text{вн}} \approx 28\%$.

В непрямозонных полупроводниках k -уровни k в k -х (GaP, GaAs_{1-x}P_x при $x > 0,4$ и др.) афф. излучательная рекомбинация может осуществляться только при наличии определённого примесного центра, фотоэлектронно замещающего один из атомов соединения. Роль этого центра заключается в том, что на нём образуется связанный экситон. Например, для GaP таким центром являются N, обуславливающий зелёное свечение, и комплекс Zn—O, обуславливающий красное свечение. Азот в GaP фотоэлектронно замещает P. Ввиду того что N имеет меньший ат. номер, чем P, меньший ионный радиус и отличается по электроотрицательности, то образовавшийся нейтральный центр притягивает электрон короткодействующими силами. После захвата электрона дырка притягивается к заряд. центру кулоновскими силами и реализуется излучат. переход. Этот аксионный излучат. переход обуславливает бесфононную линию A и её фононные повторения в спектре излучения.

В непрямозонных полупроводниках наблюдается также афф. доворно-акцепторная рекомбинация, при k -рой носители захватываются на свои примесные центры, а затем электрон переходит с дора на акцептор в акте излучат. рекомбинации. Примером может служить рекомбинация на дора-акцепторной паре Al—N в 6H—SiC и 4H—SiC, приводящая к излучению синего ($\lambda_{\text{макс}} \approx 480$ нм) и фиолетового ($\lambda_{\text{макс}} \approx 423$ нм) свечения.

Для осуществления прямых переходов при большей ширине запрещённой зоны, чем дают бинарные соединения GaAs, InP и др., применяют трёхкомпонентные твёрдые растворы прямозонных бинарных соединений

с малой E_g и непрямозонных бинарных соединений с большой E_g . Примером такого соединения является GaAs_{1-x}P_x, для k -рого Γ -минимум прямых переходов расположен ниже X -минимума непрямых переходов (см. *Зонная теория*) в значительной области составов. Твёрдые растворы GaAs_{1-x}P_x и Ga_{1-x}Al_xInAs сохраняют преим. прямые переходы до энергий, соответствующих красному цвету свечения, а твёрдые растворы Ga₂In_{1-x}P и Al₂In_{1-x}P — до энергий, соответствующих жёлтому и зелёному цветам свечения (рис. 1).

В целях расширения спектрального диапазона излучения применяют также четверные соединения с изовалентным замещением одновременно элементов III и V групп периодической системы элементов. Примером является соединение Ga₂In_{1-x}P₂As_{1-x}, позволяющее получить излучение в важном для ВОЛС диапазоне длин волн: $\lambda_{\text{макс}}$ равна 1,3 и 1,5 мкм.

Для снижения потерь света на поглощение внутри кристалла С. используют широкозонное окно, k -рое позволяет вывести свет из активной области гетерострук-

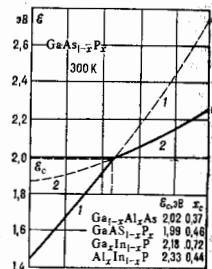


Рис. 1. Минимумы зоны проводимости GaAs_{1-x}P_x для прямого (Γ , кривая 2) и непрямом (X , кривая 1) переходов в зависимости от состава твердого раствора.

туры через широкозонный эмиттер без потерь на межзонное поглощение.

Переизлучение света, излучаемого в направлении к подложке, в спец. фотолитоисцентном слое, ширина запрещенной зоны к-рого меньше или равна ширине запрещенной зоны активной области, позволяет в 2—2,5 раза повысить $\eta_{\text{вн}}$. Эти гетероструктуры (рис. 2)

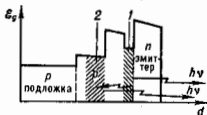


Рис. 2. Схематическое изображение изменения ширины запрещенной зоны гетеропереходных ФЭЛ-структур: 1 — область излучательной рекомбинации; 2 — область переизлучения.

называют фотоэлектролюминесцентными (ФЭЛ-структурами).

В ДГ, содержащей активную узкозонную область, заключенную между двумя широкозонными эмиттерами, прозрачными для генерируемого излучения, и не содержащей поглощающий свет подложки (т. е. многопроходные двойные гетероструктуры, МДГ), фотоны, отразившись от поверхности внутрь кристалла, могут после многократных отражений ввести вклад в выходящее излучение. При этом потеря фотонов на поглощение в активной области $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ не наблюдается в связи с тем, что поглощение происходит с переизлучением, квантовый выход к-рого близок к 1. Многопроходность приводит к резкому возрастанию $\eta_{\text{вн}}$. Так, в С. на основе МДГ $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (рис. 3) достигнут $\eta_{\text{вн}} = 21\%$ в красной области спектра и 38% в ИК-диапазоне.

Для снижения потерь света на полное внутреннее отражение на границе полупроводника с окружающей средой применяют следующие меры. 1) Выполняют кристалл в виде полусферы или усеченной сферы (сферы Вейерштрасса); в этом случае размер r — перехода существенно меньше диаметра полусферы; 2) помещают кристалл в среду с показателем преломления $n_{\text{возд}} < n < n_{\text{п}}$ для увеличения критич. угла (напр., использование прозрачного оксидного компаунда с $n = 1,5-1,6$ увеличивает выход излучения из кристалла в 2,5—3 раза); 3) применяют

Характеристики светодиодов

Излучающая структура и подложка	Цвет свечения	$P_{\text{выход}}$, мВт	Квантовый выход, $\eta_{\text{вн}}$, макс. значение	Сила света $I_s \cdot 10^{-4}$ кд при токе 20 мА, макс. значение
ГС $\text{Ga}_{0,25}\text{Al}_{0,75}\text{As}$ As/GaAs	красный	860	6	500
ДГ $\text{Ga}_{0,25}\text{Al}_{0,75}\text{As}$ As/GaAs	—	—	—	1000
МДГ $\text{Ga}_{0,25}\text{Al}_{0,75}\text{As}$ As/GaAlAs	—	—	21	5000
$\text{GaAs}_{0,15}\text{P}_{0,85}$ N/GaP	оранжевый	630 ± 5	0,6	300
$\text{GaAs}_{0,15}\text{P}_{0,85}$ N/GaP	желтый	585 ± 5	0,25	200
GaP GaP/N/GaP	желто-зеленый	565 ± 2	0,5	400
GaP SiC/SiC—6H	зеленый	555 ± 1	0,2	200
SiC SiC/SiC—4H	синий	480	0,04	12
	фиолетовый	423	0,001	1
GaAs Si/GaAs	ИК-излучение	930 ± 10	28	—
ДГ $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$ As/GaAs	—	850 ± 30	7	—
МДГ $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$ As/GaAlAs	—	—	38	—

Рис. 3. Схематическое изображение изменения ширины запрещенной зоны МДГ в системе $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.



плоские кристаллы с мезаструктурой, позволяющие за счёт внутр. фокусировки излучения повысить выход излучения в 2—3 раза; 4) создают диффузно-рассеивающую излучающую поверхность, улучшающую условия вывода излучения для лучей, падающих на границу раздела под углом, большим критического; это позволяет повысить выход света в 1,5—2 раза.

Быстродействие излучающих диодов или предельная частота модуляции излучения ограничивается временем жизни неосновных носителей:

$$P_0/P_0 = [1 + (\omega\tau)^2]^{-1/2}$$

где P_0 — мощность излучения на частоте ω , P_0 — мощность немодулированного излучения, τ — время жизни неосновных носителей. Время нарастания и спада излучения по уровням 0,1—0,9 для С. на высокоэффективных МДГ в системе $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ с красным и ИК-излучением составляет 15—25 нс.

Технология светодиода основана на использовании эпитаксиальных методов: жидкостной эпитаксии, газотранспортной эпитаксии, МОС-гидридной эпитаксии.

Обобщенные данные по характеристикам светодиодов приведены в табл., а типичные спектры излучения — на рис. 4.

Области применения: сигнальная индикация, подсветка постоянных надписей, отображение мнемонич. информации, блоки матриц бесшовной ст-

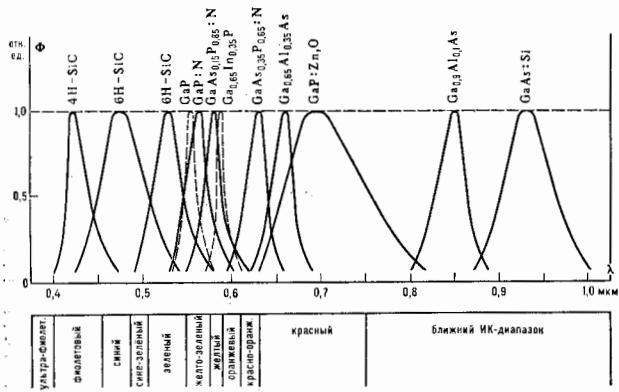


Рис. 4. Типичные спектры излучения светодиодов.

ковки для создания бегущих строк и экранов большой площади, устройства дистанц. управления битовой и промышленной радиоаппаратурой на основе С. ИК-диапазона, излучатели для ВОЛС, для медицинских приборов, для газоанализа и влагометрии, линейки С. для копирования и считывающих устройств персональных компьютеров, анализаторов изображения, оптопары и разобщённые оптроны в автоматике, устройства бесконтактного измерения углов между поверхностями, угл. перемещений и угл. скоростей, параметров вибрации, ухода гидроприборов и т. п.

Лит.: Берг А., Дин П., Светодиоды, пер. с англ., М., 1979; Коради Л. М., Полупроводниковые светодиодные диоды, М., 1983; Ishizata S., Okuno Y., High efficiency GaAlAs, LED, «Optoelectronics - Devices and Technol.», 1989, в. 4, № 1, p. 21; Коган Л. М. и др., Новые светонаводящие диоды, «Электрон. промышленность», 1990, № 9, с. 22.

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ газов и газоподобных сред — относит. движение (дрейф) компонентов газовой смеси, возникающее при резонансном взаимодействии излучения с одним из компонентов смеси. С. д. обусловлен селективным по скоростям возбуждением резонансно поглощающих излучение частиц и различием транспортных характеристик возбуждённых и невозбуждённых частиц при их столкновениях с др. компонентами смеси [1].

Впервые С. д. атомов наблюдался в 1979 [2], молекул — в 1981 [3]. С. д. возможен и в средах, подобных газам, напр. для электронов проводимости в твёрдых телах [4; 5] (экспериментально зарегистрирован в 1983 [6]).

Физ. основу С. д. легко пояснить на примере простейшей модели двухуровневых частиц, резонансно поглощающих излучение бегущей монохроматич. волны и находящихся в среде буферного (не взаимодействующего с излучением) газа. С учётом доплеровского уширения с излучением взаимодействуют только те частицы поглощающего газового компонента, скорости к-рых v находятся в окрестности «резонансного» значения, определяемого соотношением:

$$\Omega \equiv \omega - \omega_{10} = kv, \quad (1)$$

где ω — частота излучения, ω_{10} — частота резонансного перехода между основным (0) и возбуждённым (1) состояниями, k — волновой вектор излучения.

Под действием излучения происходит селективное по скорости изменение аселебности основного ($\rho_0(v_x)$) и возбуждённого ($\rho_1(v_x)$) состояний поглощающих частиц. На рис. показано характерное распределение аселебностей $\rho_0(v_x)$ и $\rho_1(v_x)$ по проекции v_x скорости на волновой вектор (ось x) без учёта столкновений и в предположении, что при поглощении фотона скорость частицы не меняется (последнее означает пренебрежение эффектом светового давления, что заведомо оправдано в специфич. для С. д. условиях). В первоначально равновесном (максвелловском) распределении $\rho_0(v_x)$ излучение создаёт «провал» в окрестности резонансной скорости $v_x = \Omega/k$, образуя неравновесное распределение $\rho_1(v_x)$ возбуждённых частиц при тех же значениях v_x . Неравновесным распределением $\rho_1(v_x)$ и $\rho_0(v_x)$ соответствуют отличные от нуля встречные парциальные потоки частиц:

Распределение аселебностей по скоростям при селективном оптическом возбуждении; j_0, j_1 — встречные парциальные потоки.

В специфич. для С. д. условиях). В первоначально равновесном (максвелловском) распределении $\rho_0(v_x)$ излучение создаёт «провал» в окрестности резонансной скорости $v_x = \Omega/k$, образуя неравновесное распределение $\rho_1(v_x)$ возбуждённых частиц при тех же значениях v_x . Неравновесным распределением $\rho_1(v_x)$ и $\rho_0(v_x)$ соответствуют отличные от нуля встречные парциальные потоки частиц:

$$j_{1,0} = -\frac{k}{k} \int v_x \rho_{1,0}(v_x) dv_x. \quad (2)$$

Т. о., излучение способно индуцировать встречные парциальные потоки возбуждённых и невозбуждённых частиц. В отсутствие столкновений с буферным газом суммарное распределение по скоростям $\rho_0(v_x) + \rho_1(v_x)$ остаётся максвелловским. При этом потоки j_1 и j_0 полностью компенсируют друг друга, так что газ поглощающих частиц как целое покоится.

Ситуация радикально меняется, как только начинают проявляться столкновения поглощающих частиц с частицами буферного газа. Порождённые излучением встречные потоки j_0 и j_1 испытывают торможение в буферном газе. Силы торможения (внутр. трения) $F_{1,0}$ направлены против потоков и пропорциональны им:

$$F_{1,0} = -m v_{1,0} \delta j_{1,0}, \quad (3)$$

где m — масса частицы, $v_{1,0}$ — газокинетич. (транспортные) частоты столкновений. В общем случае транспортные характеристики для разных внутр. состояний частицы (основного и возбуждённого) различаются, поэтому $v_1 \neq v_0$. Вследствие этого различия и силы торможения потоков j_0 и j_1 , изначально одинаковых по величине. Поэтому становится отличной от нуля результирующая сила $F = F_0 + F_1$, действующая со стороны буферного газа на газ поглощающих частиц как целое. Эта сила и приводит к дрейфу поглощающего компонента относительно буферного, в чём и состоит эффект С. д.

Результирующую силу в соответствии с (3) можно представить в виде:

$$F = m[(v_0 - v_1)j_1 - v_0 j_0], \quad (4)$$

где j — результирующий поток поглощающих частиц. Поток j формируется в течение времени порядка времени свободного пробега и приобретает значение, определяемое условием $F = 0$. Представив j в виде $j = uN$, где u — скорость С. д., N — концентрация поглощающих частиц, из (4) находим

$$u = \frac{v_0 - v_1}{v_0} \cdot \frac{j_1}{N}. \quad (5)$$

В условиях большого доплеровского уширения и при редких столкновениях $j_1 = (\Omega/k)N_1$ (N_1 — концентрация возбуждённых частиц), при этом

$$u = \left(\frac{k}{k}\right) \frac{v_0 - v_1}{v_0} w_1 \frac{\Omega}{k}, \quad w_1 = N_1/N. \quad (6)$$

Параметр w_1 характеризует долю возбуждённых частиц. При снятии сделанных ограничений для скорости дрейфа справедливо выражение [7,8]:

$$u = \left(\frac{k}{k}\right) v_T \frac{v_0 - v_1}{v_0} \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1 + v_1} w_1 \Phi. \quad (7)$$

Здесь v_T — наиб. вероятная тепловая скорость, Γ_1 — константа релаксации возбуждённого уровня, Φ — безразмерный фактор, отражающий специфич. (антисимметричную) зависимость скорости дрейфа от отстройки частоты Ω . В оптимальных условиях Φ достигает значения ~ 1 .

Дрейфовое движение коллинеарно волновому вектору и может осуществляться как в направлении распространения излучения, так и в обратном направлении в зависимости от знака Ω и знака разности $(v_0 - v_1)$ транспортных частот столкновений. При $\Omega = 0$ С. д. отсутствует. Если относит. изменение частоты столкновений при возбуждении достаточно велико ($|v_0 - v_1|/v_0 \sim 1$), что не является редкостью, по крайней мере, для электронных переходов атомов, то, подбирая эксперим. условия, можно достичь величин скорости дрейфа, сравнимой с тепловой скоростью.

Важно отметить принципиальную роль буферного газа. Эффект существует только в его среде и проявляется в виде относит. движения газовых компонентов при сохранении импульса газовой системы в целом. В отсутствие буферного газа, согласно закону сохранения импульса, поглощающий газ обязан оставаться в покое как целое.

Яркой особенностью С. д., отличающей его от др. эффектов воздействия излучения на движение частиц газа, является то, что для возникновения направленного движения газовых компонентов не обязательен прямой или косвенный обмен импульсом в энергетике между излучением и внеш. степенями свободы частиц газа. Особенно отчетливо это видно на примере сугубо радиационной релаксации возбуждённого состояния поглощающих частиц (что характерно для электронных переходов атомов); поглощённый частицей фотон в результате спонтанного испускания снова возвращается в поле излучения практически без изменения энергии. Т. о., энергия поступает движения газовых компонентов чередается из тепловой энергии, а действие излучения, выступающего в роли своеобразного «двигателя» Максвелла, состоит в преобразовании хаотич. (теплового) движения частиц газа в упорядоченное (направленное) движение компонентов смеси. Незабывное при этом уменьшение энтропии газовой подсистемы компенсируется увеличением энтропии второй подсистемы — излучения: из упорядоченного (направленного) оно преобразуется в изотропно рассеянное излучение в результате спонтанного испускания после акта поглощения.

Благодаря уникальным особенностям С. д. применяется в широких областях физики (неравновесной газовой динамике, физике атомных и молекулярных столкновений, физике твёрдого тела, ядерной физике и др.) и астрофизики (в частности, для объяснения феномена т. н. некулярных звёзд). Действие С. д. как селективного оптического насоса оказывается полезным для ряда прикладных задач (разделение изотопов и ядерных элементов, в особенности короткоживущих, разделение ядерных спинового модификаций тяжёлых молекул, регистрация микропримесей и т. д.).

Лит.: 1) Гельмухьянов Ф. Х., Шалагина А. М., Светодиодированная диффузия газов, «Письма в ЖЭТФ», 1979, т. 29, с. 773; 2) Аncyгин В. Д. и др., Светодиодированная диффузия паров натрия, там же, 1979, т. 30, с. 262; 3) Панфилов В. Н. и др., Светодиодированный дрейф в разномодовых компонентах смеси $^{13}C_2F_4$ - $^{14}C_2F_4$ в поле направленного ИК-излучения, там же, 1981, т. 33, с. 62; 4) Скоков М. М., Шалагина А. М., Светодиодированный дрейф электронов в полупроводниках, там же, 1980, т. 32, с. 204; 5) Дыхеев А. М. и др., Резонансное возбуждение фотонов в полупроводниках, «Доклады АН СССР», 1980, т. 264, с. 599; 6) Кравиченко А. Ф. и др., Фотоод, индуцированная импульсом фотона при оптических переходах между уровнями Ландау, «Письма в ЖЭТФ», 1983, т. 38, с. 328; 7) Митроенко В. Р., Шалагина А. М., Светодиодированный дрейф многотронных систем, «Изв. АН СССР. Сер. Физ.», 1981, т. 45, с. 995; 8) Rautila S. G., Shalagina A. M., Kinetic problems of non-linear spectroscopy, Amst.—Oxf., 1981.

СВЕТОКЛАПАННЫЙ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ПРИБОР — электронно-лучевой прибор из группы проекционных приёмных электронно-лучевых приборов, в к-ром взаимодействие пучка электронов с двумерной мишенью обеспечивает пространственно-временную модуляцию широкого светового потока, внешнего по отношению к С. з.-л. п. источника света. Для реализации этого принципа используется неск. видов светомодулирующих сред, в к-рых под действием поля вносимых пучком зарядов изменяется к.-л. оптич. свойство: поглощение, преломление, дифракция, поляризация световых волн.

Один из принципов построения С. з.-л. п. связан с деформацией поверхности проводящей непроводящей или слабопроводящей мишени из вещества, обладающего малой вязкостью или высокой эластичностью. Деформация, к-рые возникают под действием сил притяжения между зарядами, наносимыми пучком на поверхность мишени, и её проводящей подложки, изменяют ход световых лучей, что в сочетании с использованием систем щелей позволяет модулировать падающий на мишень свет (рис. 1). С помощью источника света 1 и линзы 3 первая система щелей 2 отображается в плоскости второй системы щелей 5, расположенной так, что свет, прошедший через щели первой, перехватывается «пучками» второй, если поверхность мишени 4 не де-

формирована. При возникновении деформаций под действием электронного пучка 7 часть света, тем большая, чем сильнее деформация, в результате преломления и дифракции проходит через щели 5. Изображение мишени проецируется объективом 6 со значительным увеличением на отдалённый внеш. экран (не показан). На

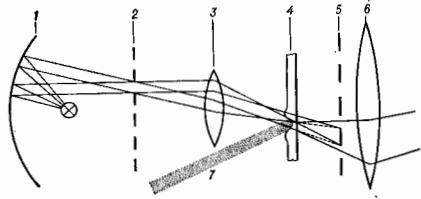


Рис. 1.

основе этого принципа при разл. модификациях оптич. схемы, работающих на просвет или на отражение, создан ряд устройств: телевизионный проектор «Эйфор» с непрямой откаткой, в к-ром площадь проецир. экрана достигает 100 м², а светомодулирующей средой является обновляемая масляная плёнка; однолучевые отпаиваемые монохромные и полноцветные проекторы с экраном 5—10 м², с такой же светомодулирующей средой; приборы с эластомерной или термопластич. мишенью.

Др. принцип работы С. з.-л. п. связан с эффектом наведённого двулучепреломления в неких одноосных электролитич. кристаллах с отсутствующим или компенсированным естеств. двулучепреломлением (*Поппельс эффект*). Если на мишень 6, представляющую собой такой кристалл (рис. 2), покрыта с одной стороны прозрачным проводящим слоем 5, а с другой — диэлектрич. зеркалом 7 и помещена в

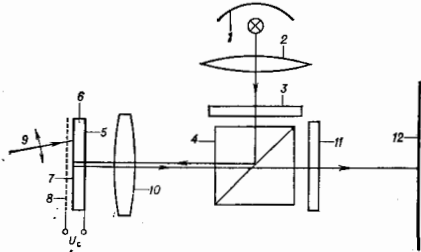


Рис. 2.

С. з.-л. п., направить поляризованный поляризатором 3 свет, излучаемый источником 1 и коллимированным конденсором 2, то в отсутствие электрич. напряжения на кристалле отражённый от зеркала 7 свет после прохождения светорасщепителя 4 не пройдёт через скрещённый с поляризатором 3 анализатор 11. Там, где сканирующий электронный пучок 9 вследствие изменения при подаче входного сигнала U_c условий отбора итеричных электронов на сетку 8 заряжает поверхность кристалла, из-за возникающего поля кристалл становится двухосным с наведённой разностью показателей преломления, пропорциональной напряжению на гранях кристалла. Это приводит к повороту плоскости поляризации и к

частичному прохождению света через анализатор 12, пропорциональному входному сигналу. Возможна оптич. схема, работающая на просвет. Наиб. эффективное преобразование достигнуто на кристаллах дидерфосфата калия KD_2PO_4 (условно — DKDP) вблизи их *K*-рассеяния ($\approx -52^\circ C$).

Практич. применение нашли С. з.-л. п., принцип действия к-рых основан на возникновении дифракции в о г л о щ е н и я х света в определённой области спектра при облучении электронами *ионных кристаллов*. В проходящем или отражённом широкополосном свете записанное пучком изображение выглядит окрашенным в доплеров. цвет и может быть спроецировано на внеш. экран. Для стирания изображения необходим подогрев экрана С. з.-л. п. Такие приборы получали назв. к а т о д о х р о м н ы х приборов или скитаторов.

Лит.: М а р т и н Ж., Д о н и о н Ж., А в а н Ж.-П., Устройств воспроизведения изображений, основанные на эффекте Покемеля, и их применение, в сб.: Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений, пер. с англ., т. 1, ч. 4, М., 1978.

СВЕТОЛОКАЦИЯ — то же, что *оптическая локация*.

СВЕТОПРОВООД — то же, что *световод*.

СВЕТОСИЛА — коэф. пропорциональности в выражении, связывающем фототермич. величину (*освещённость, световой поток*), измеряемую приёмником оптич. прибора и яркость источника. Во мн. случаях измеряемой величиной является освещённость E изображения. Если апертурная диафрагма круглая (как в большинстве приборов), то $E = V \sin^2 \mu$, где V — коэф. пропускания системы, V — яркость источника, и — апертурный угол объектива, т. е. угол, под к-рым радиус выходного зрачка объектива виден из центра изображения. Величина $\mu \sin^2 \mu$ наз. С. прибора. Если объект находится на бесконечности и оптич. система хорошо исправлена (см. *Синусов условие*), то $\mu \sin^2 \mu = D/2f$ (D — диаметр входного зрачка, f — его фокусное расстояние), а E может быть записан в виде $E = BV/S^2$, где S — площадь входного зрачка. Последняя ф-ла верна и в том случае, когда зрачок системы имеет произвольную форму, напр. форму кольца (в зеркально-лиазовых системах). Величину $\tau S^2/f^2$ часто называют физической или эффективной С., а величину S^2/f^2 — геом. С. оптич. системы. Если отнosit. отверстие объектива D/f обозначить через $1/K$, то $E = BV\tau/4K^2$, т. е. С. обратно пропорциональна K^2 .

В сложных оптич. системах из-за больших потерь при отражении света от поверхностей линз и за счёт поглощения материалом линз коэф. пропускания τ очень мал (до 10% и даже меньше в сложных оптич. системах, напр. перископах). Поэтому физ. С. значительно меньше геометрической. Однако *просветляющие оптики* коэф. τ можно увеличить так, что физ. С. будет лишь немного меньше геометрической. В оптич. системах, удовлетворяющих условию синусов, величина D/f не может превосходить 2.

Лит.: Т у д о р о в с к и я А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 2, М.—Л., 1952; Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

СВЕТОФИЛЬТР — устройство, меняющее спектральный состав и энергию падающего на него оптич. излучения; то же, что *оптический фильтр*.

СВЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — появление направленного электронного потока в твёрдом проводнике в результате передачи электронам импульса от направленного потока фотонов. Наблюдается в оптич. и СВЧ-диапазонах в нек-рых металлах, полупроводниках, полуметаллах в виде тока (того увеличения) или эдс. Наиб. исследован в полупроводниках (Ge, Si, соединения $A^III B^V$, см. *Полупроводниковые материалы*). Подробнее см. в ст. *Увеличение электронов фотонами*. **СВЕЧА** — старое название единицы силы света СИ; совр. название — *кандела*.

СВИНЦ (Plumbum), Pb, — хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 82, ат. масса 207,2. Природный С. — смесь четырёх стабильных изотопов: ^{204}Pb (1,4%), ^{208}Pb (23,6%), ^{207}Pb (22,6%) и

^{206}Pb (52,4%), причём ^{208}Pb , ^{206}Pb и ^{207}Pb — последние (стабильные) члены природных радиоакт. рядов ^{232}Th , ^{238}U и ^{235}U соответственно; на определения содержания этих изотопов С. в природных рудах урана и тория основан метод определения абс. возраста горных пород. Как члены природных радиоакт. рядов в земной коре в ничтожных кол-вах присутствуют радионуклиды С.: ^{210}Pb ($T_{1/2} = 10,6$ ч), ^{214}Pb ($T_{1/2} = 26,8$ мин), ^{218}Pb ($T_{1/2} = 21$ год), ^{212}Pb ($T_{1/2} = 36,1$ мин). Электронная конфигурация внеш. оболочек $6s^2 6p^2$. Энергия ионизации 7,417; 15,032; 31,981; 42,32; 68,8 эВ соответственно. Атомный радиус 0,175 нм, радиус по Pb^{2+} 0,126 нм, Pb^{4+} 0,076 нм. Значение электроотрицательности 1,55.

В свободном виде С. — мягкий пластичный тяжёлый серевасто-серый металл, обладает гранецентриров. кубич. решёткой с параметром $a = 0,49502$ нм. Плотн. 11,340 кг/дм 3 , $t_{пл} = 327^\circ C$, $t_{кип} = 1745^\circ C$. (При давлении выше 13 ± 1 ГПа существует модификация, обладающая гексагональной плотнейшей упаковкой — т. в. С.-II.) Уд. теплоёмкость $c_p = 26,44$ Дж/(моль·К), теплота плавления 4,77 кДж/моль, теплота испарения 178,0 кДж/моль. Темп-ра Дебая 105,3—106,7 К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 7,19 К. Уд. электр. сопротивление 0,190 мкОм·м (при 0°C), термич. коэф. электр. сопротивления 4,2·10 $^{-4}$ К $^{-1}$. Теплопроводность С. 35,0 Вт/м·К (при 20°C), термич. коэф. линейного расширения (28,3—29,2)·10 $^{-6}$ (при 0—100°C). Поверхностное натяжение жидкого С. 480 мН/м (при 700 К). Диамагнитен, уд. магн. восприимчивость — 0,12·10 $^{-6}$. Д. С. чистой 99,998% при комнатной темп-ре модуль нормальной упругости 15,7 ГПа, т. в. по Бриллею 38—42 МПа. С. — высокопластичный металл, его стружку можно спрессовать в монолитное изделие при давлении ~200 МПа.

В хим. соединениях проявляет степени окисления +2 и реже +4. На воздухе металлич. С. быстро покрывается плёнкой оксида (С. тускнеет), предохраняющей его от дальнейшего окисления. С. устойчив к действию разбавленных серной и соляной кислот. С. металлами, характерными являются более низкой электроотрицательностью (Li, Na, Mg, Ca и др.), образует интерметаллич. соединения — пбумбиды. Соединения С. лютиты.

С. применяют для изготовления пластин аккумуляторов, для создания коррозионностойкой хим. и алотрохим. аппаратуры, для изготовления уплотнителей в вакуумной аппаратуре, как материал для защиты от ионизирующих излучений (связанные кирпичи, связное стекло — стекло с высоким содержанием Pb). Из С. изготавливают оболочки проводов и кабелей. С. входит в состав разл. сплавов (антифрикционных, типографских и др.), на основе С. изготавливают разл. припои (обычно содержат также Sn и Sb), широко используемые при пайке радиотехн. аппаратуры. С. входит в состав нек-рых полупроводниковых материалов.

С. С. Вербоосе.

СВИП-ГЕНЕРАТОР (от англ. sweep — развёртка, качение) — генератор сигналов «качающейся» частоты, используемый в радиотехнике вместе с электронным осциллографом для получения амплитудно-частотных характеристик разл. цепей (фильтров, цепей коррекции, усилителей и т. н.). Несущая частота С.-г. изменяется по пилообразному или треугольному закону. Её величина зависит от назначения прибора и может изменяться в широких пределах — от звуковых до СВЧ.

Ю. С. Константинов.

СВИСТКИ — механич. устройства для преобразования кинетич. энергии струи в энергию акустич. колебаний. В отличие от *сирен* не имеют вращающихся или движущихся частей, что делает их более пригодными при использовании в техпол. оборудовании. Принцип работы С. состоит в создании автоколеб. режима течения высокоскоростной струи путём её торможения полами резонатора или клином, снабжённым резонанс-

ной плоскостью. Так правильно, С. реагирует при изгибании системы и т. н. гравитация. В изгибах С. (рис. 1) при изгибе системы происходит поочередное поглощение энергии. Так же, как и в случае сгибания системы, энергия не поглощается, а рассеивается в виде тепла, звука и света.

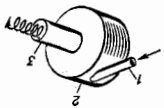


Рис. 1. Схема изгибающей системы.

Различные возможности в развитии пеллецины выкри, связанной с пеллециной, номером 2, в к-ром газ по существу не взаимодействует в развитии пеллецины выкри. В раннюю пору гудых С. (рис. 2) периодич. пульсы. У системы как таковой отсутствуют пертурбуции I.



Рис. 2. Схема гудящего состояния системы с осцилляциями пеллецины.

при нахождении и отклонении пеллецины от равновесия. Мероприятие (контракт) С. реагирует в соответствии с условиями окружающей среды, куда газ так же выводится. Мероприятие (контракт) С. реагирует в соответствии с условиями окружающей среды, куда газ так же выводится.

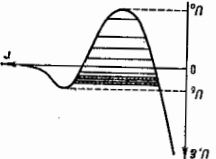
реакторные колебания на резонансной частоте пеллецины. В зависимости С. пеллецины различные колебания в зависимости от условий окружающей среды, куда газ так же выводится.

СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ (собственные колебания) — колебания колебательной системы, совершаемые при отклонении ее от состояния равновесия на время, равное периоду колебаний.

СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ — собственные колебания системы, совершаемые при отклонении ее от состояния равновесия на время, равное периоду колебаний. В зависимости от условий окружающей среды, куда газ так же выводится.

В классической механике $\Delta p = \Delta m \cdot v$, где Δp — изменение импульса, Δm — изменение массы, v — скорость.

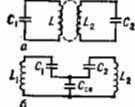
Связанные системы — системы, состоящие из двух или нескольких взаимодействующих элементов. В классической механике изменение энергии в области $\Delta U > 0$ свидетельствует о взаимодействии систем, а $\Delta U < 0$ о выделении энергии. При $\Delta U = 0$ система находится в равновесии.



СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания колебательной системы, совершаемые при отклонении ее от состояния равновесия на время, равное периоду колебаний. В зависимости от условий окружающей среды, куда газ так же выводится.

ло к-рых равно числу парциальных систем. С. к., являющиеся суперпозицией двух или неск. нормальных колебаний с близкими частотами, воспринимаются как *биения*.

СВЯЗАННЫЕ СИСТЕМЫ — колебательные системы с двумя и более степенями свободы, рассматриваемые как совокупность систем с одной степенью свободы каждая (парциальных систем), взаимодействующих между собой. Примеры С. с. — два или неск. колебательных контуров (рис.), у к-рых колебания в одном



Схемы простейших колебательных систем: а — индуктивная связь; б — ёмкостная связь; С — ёмкости; L — индуктивности.

контуре в-за наличия связи вызывают колебания в других. В С. с. происходит переход энергии на одной системе в другую. Наличие связи изменяет характер резонансных явлений в С. с. по сравнению с одиночным контуром. В С. с. *резонанс* наступает всякий раз, когда частота внеш. воздействия совпадает с одной из частот *собственных колебаний* всей системы, отличающихся от парциальных частот отд. контуров. Напр., в С. с., состоящей из двух контуров, резонанс наступает на двух разл. частотах.

СВЯЗИ МЕХАНИЧЕСКИЕ — ограничения, к-рые налагаются на положения и скорости точек механич. системы и выполняются независимо от того, какие заданные силы действуют на систему. Обычно С. м. осуществляются с помощью к.-н. тел. Примеры таких С. м.: поверхность, по к-рой скользит или катится тело; нить, на к-рой подвешен груз; шарниры, соединяющие звенья механизмов, и т. п. Если положения точек механич. системы по отношению к данной системе отсчёта определять их декартовыми координатами x_k, y_k, z_k ($k = 1, 2, \dots, n$, где n — число точек системы), то ограничения, налагаемые С. м., могут быть выражены в виде равенств (или неравенств), связывающих координаты x_k, y_k, z_k , их первые производные по времени $\dot{x}_k, \dot{y}_k, \dot{z}_k$ (т. е. скорости точек системы) и время t .

С. м., налагающие ограничения только на положения (координаты) точек системы и выражающиеся ур-ниями вида

$$f(\dots, x_k, y_k, z_k, \dots, t) = 0, \quad (1)$$

наз. *геометрическими*. Если же С. м. налагают ограничения ещё и на скорости точек системы, то они наз. *кинематическими* или *дифференциальными*, а их ур-ния имеют вид:

$$\varphi(\dots, x_k, y_k, z_k, \dot{x}_k, \dot{y}_k, \dot{z}_k, \dots, t) = 0. \quad (2)$$

Когда ур-ние (2) может быть проинтегрировано по времени, соответствующая кинематич. связь наз. *интегрируемой* или *эквивалентна геом. связи*. Геом. и интегрируемые кинематич. связи носят общее название *голономных* ур-ний С. м. (см. *Голономная система*). Кинематич. неинтегрируемые С. м. наз. *неголономными* (см. *Неголономная система*).

С. м., не изменяющиеся со временем, наз. *стационарными* [ур-ния (1) или (2) для таких С. м. время t явно не содержат]; С. м., изменяющиеся со временем [как в ур-ниях (1) и (2)], наз. *нестационарными*. Наконец, когда ограничения, налагаемые С. м., сохраняются при любом положении системы, эти С. м. наз. *удерживающими* и выражаются ур-ниями вида (1) или (2). Если же С. м. указанными свойствами не обладают и точки системы могут от таких связей *освободиться* (напр., груз, подвешенный на нити), то такие С. м. наз. *неудерживающими* и выражаются неравенствами вида $f(\dots, x_k, y_k, z_k, \dots) \geq 0$.

Методы решения задач механики существенно зависят от характера С. м., наложенных на систему. Эффект действия С. м. можно учитывать введением соответствующих сил, наз. *реакциями связей*; при этом для определения реакций (или для их исключения) к ур-ниям равновесия или движения системы должны присоединиться ур-ния связей вида (1) или (2). С. м., для к-рых сумма элементарных работ всех реакций связей на любом возможном перемещении системы равна нулю, наз. *идеальными* (напр., лишенная трения поверхность или гибкая нить). Для механич. систем с идеальными С. м. можно сразу получить ур-ния равновесия или движения, не содержащие реакций связей, используя *возможных перемещений принцип*, *Д'Аламбера — Лагранжа принцип* или *Лагранжа уравнения механики*.

Лит. см. при ст. *Механика, Динамика*. С. м. Терм. **СВЯЗНОСТЬ** — дифференциальное геометрическое правило, составляющее каждому тензору $T_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q}$ типа (p, q) его ковариантную производную $\nabla_k T_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q}$ являющуюся тензором типа $(p, q + 1)$. В координатах x^1, \dots, x^n задаётся набором *Кристоффеля символов* Γ_{ij}^k по ф-ле:

$$\nabla_k T_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q} = \frac{\partial T_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q}}{\partial x^k} + \Gamma_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q} T_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q} + \dots + \Gamma_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q} T_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q} - \Gamma_{jk}^i T_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q} - \dots - \Gamma_{jk}^i T_{j_1, \dots, j_p}^{i_1, \dots, i_q}$$

При замене координат $x^i \rightarrow y^i(x^1, \dots, x^n)$ величины Γ_{ij}^k должны заменяться на

$$\tilde{\Gamma}^k = \frac{\partial y^k}{\partial x^i} \frac{\partial x^i}{\partial y^r} \frac{\partial x^s}{\partial y^q} \Gamma_{ij}^k + \frac{\partial^2 x^k}{\partial y^r \partial y^q} \frac{\partial y^r}{\partial x^i}$$

С. определяет параллельный перенос тензоров вдоль кривых: тензор T параллелен вдоль кривой $x^i = x^i(t)$, $i = 1, \dots, n$, если $\dot{x}^k \nabla_k T^i = 0$. Ур-ниями $\dot{x}^k \nabla_k T^i = 0$ определены геодезич. С.

Тензор кручения С. определяется ф-лой $\Gamma_{ij}^k = \Gamma_{ji}^k - \Gamma_{ij}^k$. С. с нулевым кручением наз. *симметричными*. Кривизна С. определяется *кривизной тензором*

$$R_{jkl}^i = \frac{\partial \Gamma_{kl}^i}{\partial x^j} - \frac{\partial \Gamma_{jk}^i}{\partial x^l} + \Gamma_{jk}^s \Gamma_{sl}^i - \Gamma_{jl}^s \Gamma_{sk}^i$$

Через кривизну и кручение выражаются *коммутаторы ковариантных производных*, напр. для векторов T^i имеем:

$$[\nabla_k, \nabla_l] T^i = \nabla_k (\nabla_l T^i) - \nabla_l (\nabla_k T^i) = R_{jkl}^i T^j + \Gamma_{kl}^j \nabla_j T^i$$

В к-л из доп. в С. задаётся, по определению, условиями $\Gamma_{ij}^k = 0$ в нек-рых координатах; в этом случае координаты наз. *евклидовыми*. В таких координатах ковариантные производные совпадают с частными. Тем самым евклидова С. определяет правила дифференцирования тензоров в любых *криволинейных координатах*. С. является евклидовой (локально), если её кривизна и кручение равны нулю.

В *римановом пространстве* (или *севдоримановом пространстве*) С. однозначно определяется по римановой метрике (*инвариантной метрике*) g_{ij} условиями $\nabla^k g_{ij} = 0$, $\Gamma_{ij}^k = 0$. Параллельный перенос при этом сохраняет длины векторов и углы между ними:

$$\Gamma_{ij}^k = \frac{1}{2} g^{kl} \left(\frac{\partial g_{li}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{lj}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k} \right);$$

тензор кривизны этой С. наз. *тензором кривизны риманова пространства*.

С. и построенные по ней тензоры используются в ур-ниях *общей теории относительности*.

С. в расслоении со структурной группой G — то же, что калибровочное поле. Поля $\psi(x)$, принимающие значения в зарядовом пространстве, играют при этом роль тензорных полей. Если $A_i(x)$ — калибровочное поле, принимающее значение в Ли алгебре $L(G)$ группы G симметричного зарядового пространства (т. е. матричнозначное), то ковариантные производные поля ψ определяются F -лами:

$$\nabla_i \psi = \frac{\partial \psi}{\partial x^i} - A_i \psi.$$

Осн. их свойство — при локальных зарядовых преобразованиях $\psi(x) \rightarrow g(x)\psi(x)$ [где $g(x)$ принимает значения в группе G] и калибровочных преобразований

$$A_i(x) \rightarrow g(x)A_i(x)g^{-1}(x) + \frac{\partial g(x)}{\partial x^i} g^{-1}(x)$$

производная $\nabla_i \psi$ преобразуется ковариантно: $\nabla_i \psi(x) \rightarrow g(x)\nabla_i \psi(x)$. Это даёт однозначный рецепт введения ковариантных полей $A_i(x)$ и $\psi(x)$: если $L_0(\psi, \partial\psi/\partial x^i)$ — свободный лагранжиан поля ψ , инвариантный относительно зарядовых преобразований, то лагранжиан $L(\psi, \partial\psi/\partial x^i, A_i) = L_0(\psi, \nabla_i \psi)$ описывает калибровочно-инвариантное взаимодействие полей A_i и ψ .

Параллельный перенос полей ψ вдоль кривой $x^i = x^i(t)$ определяется из уравнения $\dot{x}^i \nabla_i \psi = 0$. Кривизна S в расслоении определяется F -лой:

$$F_{ij} = [\nabla_i, \nabla_j] = \frac{\partial A_j}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^j} + [A_i, A_j],$$

где скобки обозначают коммутатор. При калибровочных преобразованиях она меняется по закону:

$$F_{ij}(x) \rightarrow g(x)F_{ij}(x)g^{-1}(x).$$

Если кривизна S равна нулю, то калибровочное поле локально представляется в виде $A_i(x) = (\partial g(x)/\partial x^i)g^{-1}(x)$ и калибровочных преобразований приводится к нулевому. Кривизна S определяет изменение поля $\psi(x)$ при параллельном переносе вдоль контура бесконечно малого параллелограмма со сторонами $\delta x^i, \delta x^j$: $\delta\psi = F_{ij}\delta x^i \delta x^j$. Она удовлетворяет тождеству Бианки: $\nabla_i F_{jk} + \nabla_j F_{ki} + \nabla_k F_{ij} = 0$, где $\nabla_i F_{jk} = \partial F_{jk}/\partial x^i + [A_i, F_{jk}]$. В полной лагранжиан калибровочных теорий, используемых, напр., в теории сильных взаимодействий, кривизна входит в инвариантную комбинацию $-(1/4e^2)\text{Sp}(F_{ij}F^{ij})$ (здесь Sp — след матрицы, e — заряд).

Лит.: Славнов А. А., Оликов Ф. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Дубровин В. А., Новиков С. П., Фомский А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986. Б. А. Дубровин.

СВЯЗЬ ВЕКТОРНАЯ — наглядная модель векторного сложения орбитальных l_i и спиновых s_i моментов в полный момент J квантовой системы (атома, атомного ядра, молекулы), характеризующая взаимодействие электронов в атомах и молекулах и нуклонов в атомных ядрах.

В нулевом приближении энергия атома определяется сферически симметричной частью электростатич. взаимодействия $V_{эс}$ электронов с ядром и между собой. При этом каждый уровень энергии системы, имеющий конфигурацию $n_1 l_1 n_2 l_2, \dots, n_i l_i$, оказывается $2i(2l_i + 1)(2l_i + 1) \dots (2l_1 + 1)$ -кратно вырожденным в соответствии с числом возможных проекций орбитального l_i и спинового m_i моментов.

Центральная часть взаимодействия $V_{эс}$ и спин-орбитальное взаимодействие $V_{со}$ приводят к расщеплению уровня энергии атома на подуровни, относительное расположение к-рых во мн. случаях можно описать с помощью определённой схемы сложения моментов l_i и s_i т. е. типом С. в.

Для двух неэквивалентных электронов с моментами l_1, s_1 и l_2, s_2 возможны след. типы С. в.:

$$LS\text{-связь: } l_1 + l_2 = L, s_1 + s_2 = S, L + S = J,$$

$$LK\text{-связь: } l_1 + l_2 = L, l_1 + s_1 = K, K + s_2 = J,$$

$$jK\text{-связь: } l_1 + s_1 = j_1, j_1 + l_2 = K, K + s_2 = J,$$

$$jj\text{-связь: } l_1 + s_1 = j_1, l_2 + s_2 = j_2, j_1 + j_2 = J.$$

При любой схеме С. в. векторное сложение всех моментов даёт один и тот же полный момент J системы. Два промежуточных квантовых числа используются для обозначения типа связи и классификации подуровней энергии.

Для алектронной оболочки из эквивалентных электронов (т. е. электронов, состояние к-рых описывается одинаковым набором квантовых чисел) вследствие Паули принципа возможен лишь LS - или jj -тип С. в., в к-рых все электроны участвуют симметричным образом, что следует из принципа неразличимости электронов.

Каждый тип С. в. характеризует относит. величины разл. типов взаимодействия электронов. В случае LS -связи (наз. ещё нормальной или расщеплённой в атомной физике) электростатич. взаимодействие намного больше спин-орбитального: $V_{эс} \gg V_{со}$. Нормальная связь характерна для не очень тяжёлых нейтральных и слабоионизов. атомов, находящихся в не слишком высоко возбуждённых состояниях. В противоположном случае $V_{со} \gg V_{эс}$ реализуется jj -связь. Она используется для описания уровней энергии тяжёлых атомов и мезоатомных ионов. Переход от LS - к jj -типу С. в. с ростом заряда ядра Z объясняется разной зависимостью $V_{эс}$ от Z : электростатич. взаимодействие $V_{эс} \propto Z^4$, а спин-орбитальное $V_{со} \propto Z^4$. Поэтому в изоэлектронном ряду с ростом Z происходит непрерывный переход от LS - к jj -связи. Относит. роль взаимодействий $V_{эс}$ и $V_{со}$ может быть различной для разных уровней энергии одного и того же атома или иона, поэтому при классификации энергетич. спектра одной и той же конфигурации часто используются разл. типы С. в.

Нормальная и jj -связи наз. однородными типами связи, а LK - и jK -связи — неоднородными. В ряде случаев их один из типов «чистой» связи не является точным и приходится использовать промежуточные типы связи. Общее число уровней с данным J одинаково для всех типов связи. (Классификация уровней энергии см. в ст. *Мультиплетность*.)

Лит.: Никитин А. А., Рудыка С. В., Основы теории спектров атомов и ионов, М., 1983. В. П. Шельголь.

СГС СИСТЕМА ЕДИНИЦ — система единиц физ. величин с осн. единицами: сантиметр, грамм, секунда (СГС); принята 1-м Международным конгрессом электроники (Париж, 1881) в качестве системы единиц, охватывающей механику и электродинамику. Для электродинамики первоначально были приняты две СГС с. е.: электромагнитная (СГСМ) и электростатическая (СГСЭ). В основу построения этих систем был положен Кулона закон взаимодействия электрич. зарядов (СГСЭ) и магн. подюсов (СГСМ). Единицы СГСЭ и СГСМ отличаются не только численным значением, но и размерностью, т. к. в соотношения размерностей входит размерность скорости в разных степенях.

В системе единиц СГСМ магн. проницаемость вакуума (магнитная постоянная) $\mu_0 = 1$, а электрич. проницаемость вакуума (электрическая постоянная) $\epsilon_0 = 1/c^2$ сг/см²; единицей магн. потока является максвелл (Мкс, Мх), магн. индукция — гаусс (Гс, Гс), напряжённость магн. поля — эрстед (Э, Ое), магнитодвижущая сила — гильберт (Гб, Гб). Электрич. единицам в этой системе соств. наименований не присвоено.

В системе СГСЭ $\epsilon_0 = 1$, $\mu_0 = 1/c^2$ сг/см². Электрич. единицы СГСЭ соств. наименований не имеют; их размер, как правило, неудобно для измерений и их применяют обычно только в теоретич. работах.

Со 2-й пол. 20 в. наиб. распространение получила т. в. СГС симметричная система единиц (Гаусса система единиц, смешанная система единиц). В ней $\mu_0 = 1$ и $\epsilon_0 = 1$; магн. единицы этой си-

стемы равны единицам СГСМ, а электрические — единицы СГСЭ.

Применение СГС с. е. допускается в науч. исследованиях. Соотношение важнейших единиц системы СГС и соответствующих единиц СИ приведены в табл.

Величина	Система единиц			
	СИ	СГСМ	СГСЭ	СГС симметричная
Сила	1 Н	10^{-3} Д	10^{-8} Д	1 дин= 10^{-5} Н
Работа, энергия	1 Дж	10^{-7} Дж	10^{-8} Дж	1 эрг= 10^{-7} Дж
Динамич. вязкость	1 Па·с	0,1 Па·с	0,1 Па·с	1 П=0,1 Па·с
Кинематич. вязкость	1 м ² /с	10^{-4} м ² /с	10^{-4} м ² /с	1 Ст= 10^{-4} м ² /с
Давление	1 Па	0,1 Па	0,1 Па	1 дин/см ² =0,1 Па
Сила тока	1 А	10 А	(10/с) А	(10/с) А ≈ $\frac{1}{3 \cdot 10^9}$ А
Электрич. заряд	1 Кл	10 Кл	(10/с) Кл	(10/с) Кл ≈ $\frac{1}{3 \cdot 10^9}$ Кл
Электрич. напряжение	1 В	10^{-3} В	10^{-8} В	10^{-3} В ≈ $\frac{1}{3 \cdot 10^9}$ В
Электрич. сопротивление	1 Ом	10^{-9} Ом	10^{-9} с ² Ом	10^{-9} с ² Ом ≈ 10^{11} Ом
Противостояние Электрич. ёмкости	1 Ф	10^9 Ф	(10 ⁹ /с ²) Ф	(10 ⁹ /с ²) Ф ≈ $\frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$ Ф
Напряжённость магн. поля	1 А/м	$10^3/(4\pi)$ А/м	$10^3/4\pi$ А/м	1 Э= $10^3/4\pi$ А/м ≈ $79,6$ А/м
Магн. индукция	1 Тл	10^{-4} Тл	10^{-4} с Тл	1 Гс= 10^{-4} Тл
Магн. поток	1 Вб	10^{-8} Вб	10^{-8} с Вб	1 Макс= 10^{-8} Вб

Лит.: Сеня Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 3 изд., М., 1989.

СДВИГ — простейшая деформация тела, вызываемая касат. напряжениями т. С. выражается в искажении углов элементарных параллелепипедов (рис. 1), из к-рых можно считать составленным однородное тело;

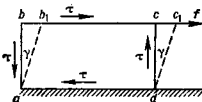


Рис. 1.

сти γ можно считать $\text{tg } \gamma = \gamma$, т. е. что относительный С. равен γ . В пределах упругости для изотропного материала относительный С. связан с законом Гука: $\tau = G\gamma$, где G — модуль С. для данного материала (см. Модуль упругости). С. всегда сопутствует растяжению, сжатию и изгибу, т. к. во всех этих случаях одновременно с нормальными возникают и касат. напряжения.

Напряжённое состояние, при к-ром 2 гл. напряжения равны по величине и обратны по знаку, наз. чистым С. В этом случае (рис. 2) нормальное напряжение на площадках, образующих с направлением см. углы 45° , равно нулю, а касат. напряжения достигают макс. величин. Т. о., элементарный куб $abcd$ находится в условиях чистого С., причём касат. напряжения, действующие по его граням, равны между собой. Чистый С. имеет место при кручении.

Потенциальная энергия С. для первоначально прямо-угольного параллелепипеда длиной l при площади

основания S и сдвигающей силе F может быть представлена ф-лами: $W = F^2/2SG = \tau^2 S l / 2G$, а уд. потенциальная энергия $w = W/V = \tau^2 / 2G$, где $V = lS$ — объём параллелепипеда.

СДВИГА МОДУЛЬ — см. Модуль упругости.

СДВИГОВАЯ ВОЛНА — поперечная упругая волна, распространяющаяся в твёрдых телах. Смещения частиц в С. в. перпендикулярны направлению распространения волны, а деформация являются деформациями сдвига. Фазовая скорость С. в. $c_t = \sqrt{\mu/\rho}$, где μ — модуль сдвига материала, ρ — его плотность. Для большинства твёрдых тел значения фазовых скоростей С. в. составляют 1,7—3,5 км/с. В анизотропных твёрдых телах (кристаллах) С. в. могут распространяться только в определённых направлениях, причём их фазовая скорость зависит от направления распространения. При произвольном направлении распространения движение в волне усложняется и она переходит в квазипоперечную волну в кристалле. В ряде кристаллов объёмная С. в. может преобразовываться в слабопоперечную поперечную акустическую волну вследствие наличия пьезоэффекта. Объёмная С. в. в металле может стать поперечной под действием сильного постоянного магн. поля, направленного вдоль свободной поверхности металла и под углом к направлению распространения волны. На гиперзвуковых частотах $\sim 10^9$ Гц и выше С. в. могут существовать и в жидкости из-за наличия у неё в этом частотном диапазоне модуля сдвига.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987, гл. 3, § 22, 23; Колосов И. Г., Волны вращивания в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1955, кн. 1, гл. 2, § 1—4; Викторов И. А., Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах, М., 1981.

СЕГНЕТОПОЛУПРОВОДНИКИ — кристаллы, обладающие одновременно сегнетоэлектрич. и полупроводниковыми свойствами. В С. при определённых темп-рах и в отсутствие внеш. электрич. поля существует спонтанная электрич. поляризация (электрич. дипольный момент P), к-рая может существенным образом изменяться под влиянием внеш. воздействий (внеш. электрич. поле, давление, темп-ра). Спонтанная поляризация возникает при определённой темп-ре T_K (точка Кюри), при к-рой происходит фазовый переход из параэлектрич. неполярной фазы в сегнетоэлектрич. полярную фазу (см. Сегнетоэлектрики).

Сегнетоэлектриками являются полупроводники группы IV^2V^2 , обладающие малой шириной запрещённой зоны $E_g \approx 0,1$ — $0,3$ эВ. К ним относятся GeTe, SnTe, потенциальный С. PbTe ($T_K \approx 0$ К, см. ниже) и твёрдые растворы на их основе (см. Полупроводниковые материалы). Электропроводность этих кристаллов при комнатной темп-ре ($T = 300$ К) составляет $\sigma \approx 10^4$ — 10^5 Ом⁻¹.см⁻¹ при холловской подвижности носителей заряда $\mu = 5 \cdot 10^4$ — $5 \cdot 10^5$ см²/В·с. Темп-ра Кюри С. IV^2V^2 зависит от концентрации свободных носителей заряда. В кристаллах SnTe, к-рые из-за высокой плотности вакансий Sn имеют дырочную проводимость с высокой концентрацией дырок, T_K понижается вплоть до 0 К при увеличении концентрации дырок до $1,3 \cdot 10^{21}$ см⁻³. В С. с высокой проводимостью экранирование спонтанной поляризации свободными носителями не позволяет проводить её прямым измерениями.

С. группы IV^2V^2 имеют большую ширину запрещённой зоны ($E_g \approx 2$ эВ). При $\mu \sim 10$ см²/В·с они характеризуются малой проводимостью $\sigma \leq 10^{-8}$ Ом⁻¹.см⁻¹ и обладают заметной фотопроводимостью.

Высокоомными полупроводниками с высокой проводимостью являются сегнетоэлектрики со структурой перовскита ($E_g \approx 3$ эВ). Так, BaTiO₃ с примесью редкоземельных ионов может иметь проводимость до 10^{-1} Ом⁻¹.см⁻¹ при $\mu \leq 1$ см²/В·с. в то время как при отсутствии примесей $\sigma \leq 10^{-10}$ Ом⁻¹.см⁻¹. Относ.

тельно высокой проводимостью, связанной с вакансиями Pb, обладают кристаллы $PbTiO_3$. Кристалл $SrTiO_3$ (как и $PbTe$) рассматривается как потенциальный (виртуальный) С., т. е. при снижении T вплоть до 0 К этот кристалл приближается к фазовому переходу в сегнетоэлектрич. состоянии, но переход не успевает произойти при реальных температурах. Для чистых кристаллов $\sigma \lesssim 10^{-10}$ Ом $^{-1}$.см $^{-1}$. Легиров. кристаллы имеют проводимость до 1 Ом $^{-1}$.см $^{-1}$ при $\mu \approx 5$ см 2 /В.с. Кристаллы $SrTiO_3$ с концентрацией носителей $\sim 10^{19} - 10^{20}$ см $^{-3}$ становятся сверхпроводящими при $T = 0,3 - 0,5$ К (см. *Сверхпроводники*).

Сегнетоэлектрик $LiNbO_3$ с широкой запрещенной зоной имеет проводимость $\sim 10^{-18}$ Ом $^{-1}$.см $^{-1}$, т. е. является типичным изолятором. Однако при сильном легировании (напр., Fe) σ может достигать 10^{-7} Ом $^{-1}$.см $^{-1}$ при $\mu \approx 0,5$ см 2 /В.с. Легиров. кристаллы обладают заметной фотопроводимостью. Некоторые характеристики С. приведены в табл. К С. можно отно-

Некоторые характеристики сегнетополупроводников

Кристаллы	T_c , К	Группа симметрии	Поляризация P , мкКл/см 2	ϵ_g , эВ
GeTe	870	$m3m \rightarrow 3m$	—	0,1-0,2
SrTe	≤ 100	\rightarrow	—	0,2-0,3
SrS	295	$m3m \rightarrow m2$	25	—
BaTiO $_3$	408	$m3m \rightarrow 4mm$	28	2,2
PbTiO $_3$	763	\rightarrow	57	3
SrTiO $_3$	< 0	$m3m$	6	3,2
LiNbO $_3$	1483	$3m \rightarrow 3m$	70	3,7

сти также кристаллы Ag_3AsS_5 , $Sn_2P_2S_8$, $TlGaSe_2$. Для всех С. связь электронной подсистемы с сегнетоэлектрич. свойствами приводит к небольшим изменениям в точке фазового перехода величины σ , μ , ϵ_g .

Фотоэлектрические свойства. Взаимосвязь сегнетоэлектрич. и полупроводниковых свойств приводит к ряду фотоэлектрич. эффектов. Так, при освещении С. наблюдаются сдвиг T_c ($BaTiO_3$, SrS) до 1% от величины T_c . При этом наблюдаются и изменения температурной зависимости диэлектрич. проницаемости в области фазового перехода (фотокачественный эффект). Поскольку свободные носители n С. экраняют спонтанную поляризацию и оказывают тем самым сильное влияние на доменную структуру, то генерация свободных носителей при освещении С. может приводить к изменению его доменной структуры (фотодомениный эффект).

При однородном освещении С. возникает стационарный электрич. ток (см. *Фотоселективный эффект*). Для света с линейной поляризацией ток в кристалле i_i пропорц. интенсивности света I :

$$i_i = \chi_{ik} h \nu e_k e_l,$$

где e_k , e_l — компоненты единичного вектора электрич. поля световой волны. Тензор χ_{ik} отличен от 0 во всех кристаллах без центра инверсии (см. *Симметрия кристаллов*), но, как правило, особенно большую величину он имеет в сегнетоэлектриках. В освещенном С. возникает фотозд. к-рая достигает больших значений. Так, в кристаллах $LiNbO_3$ она соответствует электрич. поля $E \sim 10^4 - 10^5$ В/см.

При локальном освещении С. фотогалванич. эффект (или) диффузия приводит к переносу возбужденных носителей на периферию светового пучка, где происходит захват носителей ловушками. В результате создается объемный заряд, поле к-рого за счёт электроотп. эффекта приводит к изменению показателей преломления кристалла (фоторефрактивный эффект).

Сегнетокерамика. В полупроводниковых керамиках (на основе легированного $BaTiO_3$ и др.) взаимное влияние сегнетоэлектрич. и полупроводниковых свойств проявляется в положении температурного коэф. сопротив-

ления (ПТКС). Сопротивление керамики при изменении T резко уменьшается (до 6 порядков) в узкой области T при фазовом переходе в сегнетоэлектрич. фазу. Объяснение основано на представлении о *Шоттки барьерах* на границах зёрен с относительно высокой проводимостью, к-рые разделены изолирующим *запорным слоем*. В области фазового перехода резко возрастает диэлектрич. проницаемость, что приводит к уменьшению высоты барьера и соответственно к экспоненциальному уменьшению сопротивления образца.

В керамике, состоящей из зёрен с полупроводниковой проводимостью и тонких изолирующих слоёв, наблюдается увеличение эфф. диэлектрич. проницаемости ϵ_{eff} на низких частотах. Кроме того, ϵ_{eff} изменяется при приложении слабых электрич. полей E , что связано с зависимостью от поля E толщин обедненного слоя.

Применение. С. обладающие фоторефрактивным эффектом, используются для записи и обработки оптич. сигналов. Сегнетокерамика с эффектом ПТКС применяется для создания приборов в системах теплового контроля и в измерит. технике. Полупроводниковая сегнетокерамика с тонкими межзёрненными прослойками используется в конденсаторах большой ёмкости. Высокоомные С. применяются в гибридных структурах, где возможно управление проводимостью *полевом транзистора* в канале истока — стока путём переключения спонтанной поляризации в сегнетоэлектрич. затворе. Возможно использование переключения сегнетоэлектрич. доменов в плёнках для создания энергонезависимых устройств памяти с высокой ёмкостью и высоким быстродействием (технология таких устройств совместима с кремниевой технологией).

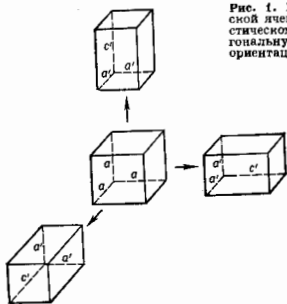
Лит.: Фридкин В. М., Сегнетоэлектрики — полупроводники, М., 1976; его же, Фотоэлектроника, М., 1978; Давис М., Гласс А., Сегнетоэлектрики и родственные им материалы, пер. с англ., М., 1981; Барфут Д., Тейлор Д., Первые диэлектрики и их применения, пер. с англ., М., 1981; В. В. Леманов.

СЕГНЕТОЭЛАСТИКИ (ферроэластики) — кристаллич. вещества, в к-рых при понижении темп-ры возникает спонтанная деформация кристаллич. решётки относительно исходной в отсутствие внеш. механич. напряжений. Термин «С.» ввёл К. Айдау (K. Aizu) 1969. Спонтанная деформация является результатом *структурного фазового перехода* из более симметричной (параэластич.) в менее симметричную (сегнетоэластич.) фазу. Напр., кубич. сингония переходит в тетрагональную, гексагональную или тетрагональную — в ромбическую или моноклиную, ромбическая — в моноклиную (см. *Сингония*).

При сегнетоэластич. переходе кристалл без разрыва своей сплошности теряет ориент. однородность и разбивается на сегнетоэластич. домены, каждый из к-рых принадлежит к одному из нескольких (двух, трёх и т.д.) вариантов изоморфных (двух-, трёх- и т.д.) состояний, отличающихся ориентацией кристаллич. решётки (рис. 1, 2). Возникновение сегнетоэластич. (ориент.) доменов можно рассматривать как частный случай механич. двойникования, причём элементами двойникования служат углубления при переходе элементы говоротной (точечной) симметрии (см. *Симметрия кристаллов*). В прозрачных С. доменную структуру можно наблюдать с помощью оптич. поляризац. микроскопа благодаря разориентации оптич. индидатрис или разл. двойному лучепреломлению доменов. Наличие ориент. доменов — характерный признак сегнетоэластич. фазы.

Домены могут «переключаться» из одного ориент. состояния в другое под действием механич. напряжений определённой величины и направления. Процесс переключения может происходить, напр., путём рождения тонких килловидных или линеобразных доменов с последующим их ростом и движением регулярных плоских или энгазообразных доменных границ или путём перемещения одной доменной границы.

Рис. 1. Искажение кубической ячейки при сегнетоэластическом переходе в тетрагональную сигнонию (три ориентационных состояния).



В отличие от линейно упругих материалов или от веществ со слабой упругой нелинейностью, зависимость макроскопической деформации S от приложенного механического напряжения линейна лишь значительно выше

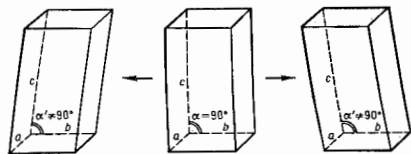
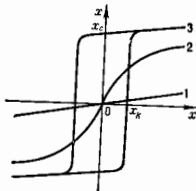


Рис. 2. Искажение ромбической ячейки при переходе в моноклинную сигнонию (два ориентационных состояния).

температуры перехода T_N и приобретает существенно нелинейный характер в параэлектрической фазе вблизи T_N , переходя в петлю гистерезиса (см. *Гистерезис упругий*) в сегнетоэластической фазе (рис. 3). По петле гистерезиса можно определить величину спонтанной деформации

Рис. 3. Зависимость деформации x от напряжения X при $T > T_N$ (1); вблизи T_N (2) и при $T < T_N$ (3).



x (для S характерны большие величины $x \sim 10^{-3} - 10^{-1}$) и т. в. коэффициентного напряжения X_N при k -ром происходит переключение доменов. Значения X_N варьируются в пределах от $10^3 - 10^6$ Па для «эластомягких» S , до 10^8 Па для «эластожёстких». S являются упругими аналогами сегнетоэлектриков и ферромагнетиков (см. *Ферроэластики*).

Анализ сегнетоэластич. фазовых переходов и аномалий упругих свойств S базируется на феноменологич. теории фазовых переходов Ландау. Исходным пунктом его является построение термодинамич. потенциала Φ , зависящего от параметра порядка η , являющегося внутренней макроскопич. переменной, характеризующей изменение пространственной симметрии кристалла (точечной и трансляционной) при фазовом переходе.

Параметр порядка $\eta = 0$ при $T > T_N$ и $\eta \neq 0$ при $T < T_N$. Вблизи T_N параметр η мал и термодинамич. потенциал может быть разложен по степеням η :

$$\Phi = \Phi_0 + r\eta^2 + u\eta^4 + U\eta^6 + \dots$$

Здесь Φ_0 — не зависящий от η потенциал в исходной фазе, r — параметр, зависящий от температуры T . Равновесное значение параметра порядка определяется из условия $\partial\Phi/\partial\eta = 0$ и $\partial^2\Phi/\partial\eta^2 > 0$. Потенциал Φ содержит также члены, характеризующие связь η и x (в общем случае η и x — многокомпонентные величины). Характер связи зависит от изменения симметрии — не только точечной, но и трансляционной. Если параметр порядка η и спонтанная деформация x преобразуются операциями симметрии одинаково, то S наз. собственными. При собств. сегнетоэластич. переходе изменяется только точечная симметрия кристалла, но не меняется трансляционная. При несобств. сегнетоэластич. переходе меняется также и трансляц. симметрия, а объём элементарной ячейки увеличивается (умножается). При этом помимо ориентационных возникают также трансляционные (антифазные) домены.

Термодинамич. анализ потенциала Φ позволяет описать аномалии разл. свойств в окрестности температуры T_N — скачок теплоёмкости C_p , температурные зависимости деформации x (коэф. теплового расширения α), поляризации P (если сегнетоэластич. фаза обладает сегнетоэлектрич. свойствами), упругих жёсткостей s или податливостей σ , диэлектрич. проницаемостей ϵ и т. д. При этом вид аномалий для собственных и несобственных S различен (рис. 4). При фазовом переходе

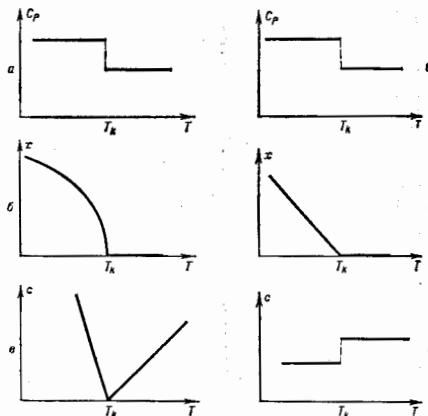


Рис. 4. Температурные зависимости теплоёмкости C_p , спонтанной деформации x и упругой жёсткости s при собственном (а, б, в) и несобственном (г, д, е) сегнетоэластических переходах.

2-го рода в собств. S при $T < T_N$ сдвиговая спонтанная деформация изменяется с T по закону $x \sim \eta \sim (T_N - T)^{1/2}$, а в несобственном — как $x \sim \eta^2 \sim (T_N - T)$. Соответствующая компонента жёсткости в собств. S ведёт себя как $(T - T_N)$ выше и ниже T_N , т. е. при $T \rightarrow T_N$ в обеих фазах наблюдается уменьшение жёсткости s и падение скорости звука. В несобств. S этого не происходит и при T_N наблюдается скачок и(или) изменение температурного коэф. жёсткости.

В отличие от феноменологич. теории, микроскопич. теория конкретизирует механизм фазового перехода и рассматривает взаимодействие частей, составляющих кристаллич. решётку, с учётом её трансляц. симметрии. Как и в случае сегнетоэлектриков различают С-типа смещения и типа порядок — беспорядок.

С — многочисл. класс кристаллов, претерпевающих структурные фазовые переходы. Кристаллохим. классификация С. группирует их по типу пространственной укладки «ластоаэтичных» высокоэнергетич. (октаэдрических или тетраэдрических) анионных или катионных комплексов, повороты или деформация к-рых могут приводить к понижению симметрии кристалла. Структурная классификация С. обычно указывает структурный тип «родоначальника» семейства изоморфных кристаллов (интернациональное назв. минерала). Семейства С. образуют пальмитеры $[Pb_2(PO_4)_2]$, ферроситы ($BiVO_4$), тейлориты (K_2CrO_4), тридимиты ($CaSiO_3$), лангбейниты ($K_2Cd_2SO_4$), двойные тригональные молибдаты и вольфраматы $[KFe(MoO_4)_2]$, редкоземельные пентафосфаты (LaF_3O_4), ферроситы (Ba_2TiGeO_8), дителлуриды ($SrTe_2O_8$), семейство $K_2Zn(MoO_4)_2$, С. с водородными связями H_3BO_3 , $KH_2(SeO_3)_2$, перовскиты ($KMnF_3$) и альзальситы ($Ca_2NaNdCl_4$), каломель (Hg_2Cl_2).

Свойства С., и особенно С-сегнетоэлектриков, обуславливают их применение. Напр., на основе редкоземельных молибдатов, в частности молибдата гадолиния, разработаны акустозащитные устройства, в к-рых используется взаимодействие распространяющейся акустич. волны с одиночной доменной стенкой или с регуляторной полидоменной структурой. Они управляют элестрич. полем или механ. напряжением. С. обладают высокой акустоупит. эффективностью (см. *Акустоэлектрика*). Сегнетоэластич. фазовые переходы испытывают многие кристаллы — высокотемпературные сверхпроводники, а также ионные суперпроводники.

Лит.: Aizu K., Possible species of ferroelastic crystals and of simultaneously ferroelectric and ferroelastic crystals, *J. Phys. Soc. Japan*, 1969, т. 27, с. 387; Ягловцев В. Дворак В., Petzelt J., Symmetry classification and properties of equi-translation structural phase transitions, «Czech. J. Phys.», 1975, т. B25, p. 1362; Фазовые переходы в кристаллах различных составов А. В. Кристаллохимия, структурные и магнитные превращения, Новосибир., 1981; Ивюмов Ю. А., Сыромятников В. П., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984; Материалы I—IV Всесоюзных семинаров по физике сегнетоэлектриков, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1979, т. 43, № 8, с. 1553; 1983, т. 47, № 3, с. 417; 1986, т. 50, № 2, с. 310; 1989, т. 53, № 7, с. 1233. Н. Р. Иванков.

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ — кристаллич. диэлектрики (полупроводники), обладающие в определённом диапазоне темп-р спонтанной поляризации, к-рая существенно изменяется под влиянием внеш. воздействий. Структуру С. можно представить как результат фазового перехода кристалла с искажением структуры (понижением симметрии) за неполярной структуры (параэлектрич. фазы) в полярную (сегнетоэлектрич. фазу). В большинстве случаев это искажение структуры такое же, как и при воздействии элестрич. поля на кристалл в неполярной (параэлектрич.) фазе. Такие С. наз. собственными, а искажение неполярной структуры связано с появлением спонтанной элестрич. поляризации. В ряде С. поляризация возникает как вторичный эффект, сопровождающий нерестройку структуры, к-рая не связана непосредственно с поляризацией и не может быть вызвана элестрич. полем. Такие С. наз. несобственными.

Как правило, наблюдается фазовый переход непосредственно между сегнето- и параэлектрической (более симметричной) фазами. Однако есть кристаллы, в к-рых между этими фазами осуществляется промежуточная фаза с особыми свойствами — т. н. несозермерная фаза (см. ниже).

Особенностью всех С. является относит. близость структур пара- и сегнетоэлектрич. фаз. Изменения ср. положений ионов при возникновении спонтанной по-

ляризации обычно гораздо меньше, чем межпериодные расстояния. Поэтому спонтанная поляризация С. легко изменяется под влиянием внеш. воздействий — элестрич. полей, упругих напряжений, изменений темп-ры и др. С этим связаны весьма высокие (по сравнению с обычными диэлектриками) значения диэлектрич. проницаемости, пьезоэлектрических (см. *Пьезоэлектрики*) и пирозаэлектрических (см. *Пирозаэлектрики*) постоянных.

Сегнетоэлектрич. свойства были впервые обнаружены у кристаллов сегнетовой соли $KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ (1921), а затем у дигидрофосфата калия KH_2PO_4 (1935). Интенсивные исследования С. начались в 1945, когда были обнаружены сегнетоэлектрич. свойства керамики $BaTiO_3$ — родоначальника обширного семейства С. кислородно-октаэдрич. типа. В 60-х гг. начались исследования несобст. С., в сер. 70-х гг. — С. с несозермерной фазой. К 1990 известно неск. сотен С.; характеристики нек-рых из них приведены в табл.

Характеристики некоторых сегнетоэлектриков (С — собственный, Н — несозермерный, НС — несозермерной фазой)

Вещество	Формула	Тип	T_K , °C	Спонтанная поляризация на единицу смещения ($T \ll T_K$), мКл/см ²	Группа симметрии в неполярной фазе	Группа симметрии в полярной фазе
Титанат бария	$BaTiO_3$	С	133	25	m3m	4mm
Сегнетова соль	$KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$	С	-18,24	0,25	222	2
Триглицинсульфат	$(CH_3NH_3CO \cdot OH) \cdot H_2SO_4$	С	49	2,8	2/m	2
Дигидрофосфат калия	KH_2PO_4	С	-150	5,1	$\bar{4}2m$	mm2
Молибдат гадолиния	$Gd_4(MoO_4)_8$	Н	159	0,18	$\bar{4}2m$	mm2
Фторбисфосфат аммония	$(NH_4)_2BeF_4$	НС	-98	0,15	mmm	mm2

Феноменологическая теория. Фазовые переходы в С. — переходы 2-го рода или 1-го рода, близкие ко второму. Для описания свойств С. в области фазовых переходов обычно используется теория Ландау, конкретизированная В. Л. Гинзбургом применительно к С. Теория исходит из факта существования фазового перехода при понижении темп-ры до $T = T_K$; характерной особенностью перехода является исчезновение нек-рых элементов симметрии, связанное со смещением из симметричных положений определённых типов атомов в кристаллич. решётке. Совокупность этих смещений связана с параметром порядка Q , к-рый равен 0 при $T > T_K$. В собств. С. параметром порядка являются одна (одноосный С.) либо 2, 3 (многоосный С.) компоненты вектора поляризации P . В одноосном собств. С. $P = ap$, где a — пост. коэффициент. В несобств. С. Q является многокомпонентной величиной, связанной со смещением атомов при переходе в несимметричную фазу.

В феноменологич. теории термодинамич. потенциал F кристалла рассматривается как ф-ция компонент параметра порядка. Для собственного одноосного С., свободного от механ. напряжений, в элестрич. поле E имеем:

$$\Phi = \Phi_0(T) + \frac{1}{2} \alpha(T - T_K) \mathcal{P}^2 + \frac{1}{4} \beta \mathcal{P}^4 - E_2 \mathcal{P}_z. \quad (1)$$

Здесь E_2 , \mathcal{P}_z — компоненты векторов поляризации \mathcal{P} и элестрич. поля E вдоль полярной оси кристалла z . Для несобственного одноосного С. (один из случаев):

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2} \alpha (T - T_N) \left(\eta_1^2 + \eta_2^2 \right) + \frac{1}{4} \beta_1 \left(\eta_1^4 + \eta_2^4 \right) + \frac{1}{2} \beta_2 \eta_1^2 \eta_2^2 - a \eta_1 \eta_2 \mathcal{P}_2 - E_2 \mathcal{P}_2. \quad (2)$$

Здесь η_1, η_2 — компоненты параметра порядка; $a, \alpha, \beta, \beta_1, \beta_2$ — постоянные коэффициенты.

Равновесные свойства собственных и несобственных С. могут быть получены путём определения равновесных значений $\eta_1, \eta_2, \mathcal{P}_2$ из условия минимума термодинамич. потенциала Φ по отношению к этим величинам. Анализ приводит к зависимостям от темп-ры T компонент параметра порядка η , спонтанной поляри-

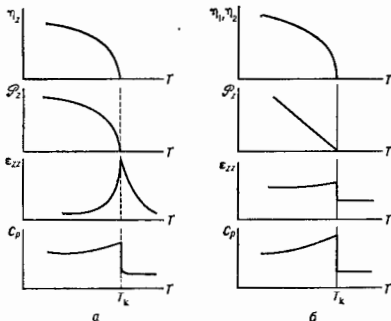


Рис. 1. Температурные зависимости компонент параметра порядка η , спонтанной поляризации \mathcal{P}_2 , диэлектрической проницаемости ϵ_{zz} вдоль полярного направления z , теплоёмкости C_p для собственных (а) и несобственных (б) сегнетоэлектриков.

зации \mathcal{P}_2 , диэлектрич. проницаемости ϵ , теплоёмкости C_p (рис. 1). Так, спонтанная поляризация для собственных С.:

$$\mathcal{P}_2 \sim \eta_2 = \pm \left[-\frac{\alpha(T - T_N)}{\beta} \right]^{1/2}; \quad (3)$$

для несобственных С.:

$$\mathcal{P}_2 \sim \eta_1 \eta_2; \quad (4)$$

$$\eta_1^2 = \eta_2^2 = -\frac{\alpha(T - T_N)}{2\beta_1 + \beta_2}. \quad (5)$$

«Вторичность» спонтанной поляризации в несобств. С. следует из того, что $\mathcal{P}_2 \sim \eta_1 \eta_2$. Диэлектрич. проницаемость в собств. С. при фазовом переходе 2-го рода следует закону Кюри — Вейса: $\epsilon_{zz} = C/(T - T_N)$, где C — постоянная. В несобств. С. ϵ испытывает скачок при $T = T_N$. В обоих случаях теплоёмкость C_p меняется в точке фазового перехода скачком.

Поведение С. в области $T \sim T_N$, следующее из теории Ландау, экспериментально (в основном) подтверждается; имеющиеся расхождения связываются с дефектами кристаллич. структуры и флуктуат. эффектами. С позиций совр. теории фазовых переходов 2-го рода, теория Ландау не полностью учитывает нарастание флуктуаций параметра порядка η при $T \rightarrow T_N$. Поэтому она неверна в непосредств. близости к T_N . В результате зависимости характеристик кристалла от T оказываются вблизи T_N неаналитическими. Область, где отклонения от предсказаний теории Ландау велики, в большинстве случаев узка, но тем не менее следует ожидать вблизи T_N , напр., отклонений от закона Кюри — Вейса (см. Критические показатели).

Из ур-ний (3) — (5) и рис. 1 следует, что в полярной фазе (при $T < T_N$) равновесные значения спонтанной поляризации \mathcal{P}_2 отвечают минимуму термодинамич. потенциала Φ , могут быть положительными ($\epsilon \rightarrow +$) и отрицательными ($\epsilon \rightarrow -$). Это означает, что в полярной фазе есть неск. направлений для вектора P : для одноосных С. — 2, для трёхосных С. — 6 (по два вдоль каждой из эквивалентных кристаллографич. осей).

Доменная структура. Из сказанного следует, что существует неск. энергетически эквивалентных вариантов структуры полярной фазы (к-рые могут быть переведены одна в другую теми преобразованиями симметрии, к-рые исчезают при фазовом переходе). Это объясняет возможность разбегания С. на домены — области с разл. направлениями P . В несобств. С. возможны, кроме того, домены с одним направлением P , но различающиеся др. структурными характеристиками, т. е. знаком η (т. я. антифаза и ее домены). Характер равновесной доменной структуры определяется требованием минимума полной энергии кристалла. В полярной фазе идеального С. при полной компенсации однородных по объёму электр. и упругих полей (т. е. в электрически замкнутом и механически свободном образце) доменная структура энергетически невыгодна, т. к. образование границы между доменами (доменов и ойс и е н о й с т е н и к и) увеличивает энергию кристалла (поверхностная энергия доменной стенки положительна). Однако обычно С. разбиты на домены.

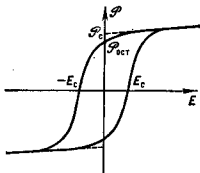
В незакороченных образцах разбегание на домены энергетически выгодно, т. к. возрастание энергии доменных стенок компенсируется уменьшением энергии электростатич. взаимодействия между разл. частями кристалла. Ввиду дальнего действия характера электростатич. поля его влияние в данной точке определяется распределением поляризации во всём объёме образца, его формой и размерами, условиями на границах. Поэтому расчёт равновесной доменной структуры в С., даже для образцов простейших форм, представляет собой сложную задачу, пока окончательно не решённую. Сложен и ожидаемый характер доменной структуры, согласно теории, она должна изменяться («ветвиться») вблизи поверхности кристалла.

Однако доменная структура, отвечающая предсказанной теории для идеального С., практически никогда не наблюдается. При образовании доменной структуры важную роль играет предстория образца, напр. условия прохождения через точку Кюри T_N в неравновесных условиях при первом охлаждении кристалла после его выращивания при пом. темп-рах (см. Гистерезис сегнетоэлектрических), а также дефекты кристаллич. структуры. Кроме того, во мнугих С. на характер доменной структуры сильное влияние оказывает экранирование электрич. поля за счёт нераспределения свободных носителей заряда и перераспределения локальных центров (см. Сегнетополиупорядочки).

Влияние внешнего электрического поля на доменную структуру. В С. доменные стенки могут мешаться под действием электр. поля, причём объём доменов, поляризованных по полю, увеличивается за счёт доменов, поляризованных против поля. Возможно также и зарождение новых доменов, поляризация в к-рых ориентирована вдоль E . В реальных кристаллах доменные стенки обычно закреплены на дефектах и неоднородностях, т. е., для того чтобы перейти из одного положения в другое, доменной стенке нужно преодолеть энергетич. барьеры. В сильных электр. полях эти барьеры сглаживаются и стенка может перемещаться по образцу относительно быстро. Возможно и перемещение стенок в слабых полях за счёт термоактивн. преодоления барьера, это перемещение может быть очень медленным. Энергетич. барьеры для перемещения стенок существуют в бездефектных кристаллах благодаря дискретности атомной структуры, аналогично т. я. барьеру Пайерлса для перемещения дислокаций.

Перестройка доменной структуры S под действием поля E определяет характер зависимости $\mathcal{P}(E)$ (рис. 2), имеющей вид петли гистерезиса (в переменном электрич. поле параметры петли существенно зависят от частоты изменения поля). В сильном поле кристалл стано-

Рис. 2. Зависимость поляризации сегнетоэлектриков от электрического поля в полярной фазе: E_c — коэрцитивное поле, $\mathcal{P}_{ост}$ — остаточная поляризация, \mathcal{P}_0 — спонтанная поляризация.



вится однодоменным, при последующем уменьшении поля до 0 поляризация остается отличной от 0 ($\mathcal{P}_{ост}$) и обращается в 0 только при приложении достаточно большого поля противоположного знака (коэрцитивное поле E_c). Величина спонтанной поляризации \mathcal{P}_0 может быть определена по петле гистерезиса линейной экстраполяцией зависимости $\mathcal{P}(E)$ к значению $E = 0$. Характерно, что хотя для бездефектных кристаллов E_c должно обращаться в 0 (абсолютно «свободное» движение доменных стенок), практически оно остается конечным даже для весьма больших периодов изменения поля.

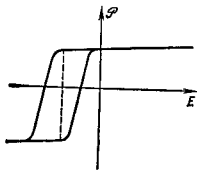
Изменение поляризации кристалла под действием электрич. поля, связанное со смещением доменных стенок, обуславливает большую величину «доменного вклада» в величину диэлектрич. проницаемости ϵ многодоменного $S. T. o.$, в $S.$ величина ϵ зависит от напряженности поля. Все монодоменные $S.$ в полярной фазе — пьезоэлектрики, причём пьезоэлектрич. константы, связывающие деформацию кристалла с электрич. полем, аномально велики из-за больших ϵ (см. *Пьезоэлектрические материалы*). Пироэлектрич. постоянные $S.$ также велики благодаря сильной зависимости \mathcal{P} от T вблизи T_K .

Роль дефектов. Наличие в кристалле дефектов существенно влияет не только на динамику доменных стенок и процессы перероляризации, но и на температурные зависимости разл. физ. величин вблизи T_K . Это вызывает расхождение эксперим. данных с предсказаниями теории Ландау. Особенно сильным является влияние т. н. дефектов поля «случайное поле» в собств. $S.$ Это дефекты, обладающие дипольным моментом в неполярной фазе. Если ввести такие дефекты так, чтобы направления их дипольных моментов были одинаковыми (напр., при легировании триглицерсульфата $L-\alpha$ -алянином), то даже при $E = 0$ кристалл становится полярным во всём интервале темп-р.

Приближённо влияние таких дефектов на свойства кристалла можно описать как наличие нек-рого внутреннего «смещающего поля». $S.$ с дефектами, образующими «смещающее поле», важны для приложений, поскольку они устойчиво монодоменны и обладают поэтому стабильными характеристиками (напр., пиро- и пьезоэфф.). Внутреннее «смещающее поле» (как и внешнее) приводит к сглаживанию аномалий фаз. параметров в области $T \sim T_K$ («размытие» фазового перехода), поскольку индуцирует электрич. поляризация и в неполярной фазе. При наличии «смещающего поля» вид зависимости $\mathcal{P}(E)$ изменяется (рис. 3). Величина этого поля может быть определена по смещению петли гистерезиса вдоль оси E . При наличии в кристалле хаотически распределённых и хаотически ориентированных дипольных дефектов «смещающее поле» не возникает; для этого случая характерно рамытие скачков и аномалий термодинамич. величин в области фазового перехода.

Экспериментально даже в наиб. совершенных кристаллах собств. $S.$ наблюдается «сглаживание» аномалии ϵ вблизи T_K (рис. 1), величина ϵ в точке перехода 2-го рода может служить мерой совершенства кристалла, поскольку в идеальном кристалле $\epsilon \rightarrow \infty$ при $T \rightarrow T_K$.

Рис. 3. Вид петли гистерезиса сегнетоэлектриков при наличии внутреннего смещающего поля.



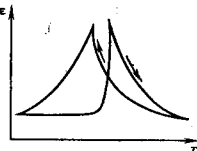
В нек-рых *твёрдых растворах*, напр. $Ba(Tl, Zr)O_2$, наблюдаются «размытые» сегнетоэлектрич. переходы, когда в температурной зависимости ϵ есть широкий максимум. Его положение зависит от частоты переменного поля E , смещаясь в область низких темп-р при повышении частоты.

Сегнетоэлектрики — несоизмерной фазой. В нек-рых $S.$ исчезновение спонтанной поляризации при нагревании объясняется изменением знака поверхностной энергии доменной стенки. В результате в кристалле спонтанно возникают др. доменные стенки, понижающие энергию системы. Параметры возникающей доменной структуры (в частности, размеры доменов) определяются взаимодействием стенок и являются характеристиками вещества (а не образца, как в случае обычных $S.$). Образующаяся многодоменная фаза из-за несоизмерности, поскольку период «решётки» доменных стенок сильно зависит от веш. условий и не связан с периодом «основной» кристаллич. решётки (см. *Несоизмерная структура*).

Переходы из несоизмерной в полярную соразмерную фазу при понижении темп-р могут быть скачкообразными и непрерывными. В последнем случае в несоизмерной фазе вблизи точки перехода $T - T_K$ расстояние между стенками велико и обращается в бесконечность при $T \rightarrow T_K$. Диэлектрич. проницаемость несоизмерной фазы, состоящей из таких доменов, непрерывно возрастает при $T \rightarrow T_K$, поскольку чем больше удаляются друг от друга доменные стенки, тем легче они смещаются под действием электрич. поля. При подходе к T_K со стороны соразмерной фазы рост ϵ не наблюдается.

Это верно только для состояния термодинамич. равновесия. Поскольку процесс установления равновесия включает рождение или исчезновение доменных стенок, а также изменение расстояния между ними, он занимает, как правило, длительное время, к-рое сильно увеличивается при наличии в кристалле дефектов. Поэтому наблюдаемая температурная зависимость $\epsilon(T)$ вблизи перехода соразмерная — несоизмерная фаза иная при охлаждении образца, чем при его нагревании (рис. 4).

Рис. 4. Температурная зависимость $\epsilon(T)$ в области фазового перехода соразмерная (полярная) — несоизмерная фаза при нагревании и охлаждении кристалла.



При охлаждении в нек-рой области темп-р в полярной соразмерной фазе наблюдается большая величина ϵ . Это объясняется тем, что доменные стенки, существовавшие в несоизмерной фазе в качестве равновесных

образований, остаются в нек-ром числе и в полярной фазе (как долгоживущие неравновесные образования) и их смещения под действием поля обеспечивают высокую ϵ . После выдержки в полярной фазе число доменных стенок уменьшается (в идеальном случае оно должно было бы стать равным 0), и при нагревания в полярной фазе новые стенки не появляются вплоть до темп-ры, когда становится выгодным их рождение.

В несоизмерной фазе при повышении темп-ры расстояние между доменными стенками уменьшается и в конце концов становится сравнимым с шириной стенки. Распределение поляризации в пространстве становится синусоидальным, а при дальнейшем увеличении T амплитуда синусоиды уменьшается и обращается в 0 в точке фазового перехода из несоизмерной в неполярную фазу.

Микроскопическая теория. Изменение структуры неполярной фазы, переводящее её в полярную фазу, может быть описано как смещение ионов, сопровождающееся деформацией их электронных оболочек, или упорядочение нек-рых ионных групп, занимающих в неполярной фазе нек-з. эквивалентных положений. В первом случае принято говорить о фазовых переходах (системах) типа смещения, во втором — типа порядок — беспорядок. Чёткой границы между этими двумя типами систем не существует, поскольку в любом случае речь идёт об усреднённой во времени структуре. Фактически системы типа порядок — беспорядок можно выделить тем, что в них имеются ионы, для к-рых среднеквадратичное отклонение от ср. положения аномально велико.

Свойства двух предельных типов систем отличаются количественно: различны и механизмы сегнетоэлектрич. фазовых переходов в них. Для кристаллов типа смещения характерно наличие в спектре колебаний кристаллич. решётки «мягкой моды» — предельного оптич. колебания, частота к-рого ω_0 сильно уменьшается при приближении к точке перехода неполярная — полярная фаза.

Системы типа смещения. В системах типа смещения изменение параметра порядка Q (компоненты \mathcal{P}) может быть приближённо описано ур-нием:

$$\ddot{m}\eta + L\dot{\eta} = -\partial\Phi/\partial\eta, \quad (6)$$

где \ddot{m} — эфф. масса осциллятора (колеблющейся подрешётки), L — кинетич. коэффициент. Учитывая ур-ние (1), получаем:

$$\ddot{\eta} + g\dot{\eta} + \omega_0^2 \eta = 0, \quad (7)$$

где $g = L/\ddot{m}$ — эфф. коэффициент трения, ω_0 — собств. частота осциллятора, равная

$$\omega_0^2 = \alpha(T - T_K)/\ddot{m} \quad \text{при } T > T_K; \\ \omega_0^2 = -2\alpha(T - T_K)/\ddot{m} \quad \text{при } T < T_K. \quad (9)$$

Наличие мягкой моды в спектре колебаний решётки С. типа смещения, для к-рого справедливо ур-ние (6), следует из теории Ландау: собств. частота осциллятора ω_0 , соответствующая параметру порядка Q , обращается в 0 в точке фазового перехода. Зависимости типа (8), (9) наблюдались в колеб. спектрах многих С. для оптич. мод. Однако в большинстве случаев наблюдается более сложная картина эволюции колеб. спектра вблизи T_K , т. к. ур-ние (6) является приближённым.

Причины неустойчивости кристаллич. решётки относительно смещений ионов, приводящей к спонтанной электр. поляризации, сложны, т. к. связаны с учётом всех сил, действующих между ионами. Для ионных кристаллов особую роль играют кулоновские силы; в частности, диполь-дипольные взаимодействия ионов могут давать отрицательный, дестабилизирующий вклад в суммарную потенциальную энергию кристаллич. ре-

шётки. Поле, действующее на ион, смещённый из положения равновесия так, что образуется точечный диполь, можно представить в виде:

$$E = E_{\text{макро}} + E_{\text{микро}}, \quad (10)$$

где $E_{\text{макро}}$ — макроскопич. деполаризующее поле, обусловленное связанными зарядами на поверхности кристалла (его можно устранить, покрыв кристалл проводящей плёнкой), $E_{\text{микро}}$ — часть поля, не зависящая от формы кристалла. Как показал Лоренц, $E_{\text{микро}} = \beta\mathcal{P}$, где β — коэф., зависящий от структуры кристалла и от точки внутри элементарной ячейки, в к-рой определяется E . В центре ячейки простого кубич. кристалла $\beta = 4\pi/3$. Т. о., энергия электростатич. взаимодействия, приходящаяся на один диполь, равна:

$$U_{\text{эл.ст}} = -\frac{1}{2} E_{\text{микро}} \mathcal{P} = -\frac{1}{2} \beta \mathcal{P}^2. \quad (11)$$

Если в отсутствие кулоновского диполь-дипольного взаимодействия устойчива симметричная конфигурация атомов, то потенциальная энергия, приходящаяся на элементарную ячейку, обусловлена др. короткодействующими силами:

$$U_{\text{кор}} \approx \frac{1}{2} a \eta^2, \quad a > 0, \quad (12)$$

где η — относит. смещение атомов разного типа из симметричных положений, a — коэф., описывающий короткодействующие силы некулоновского происхождения.

При наличии кулоновской составляющей k (12) необходимо добавить (11) и с учётом того, что $\mathcal{P} = \epsilon\eta/v_{\text{яч}}$, полный потенциал равен

$$U_{\text{полн}} \approx \frac{1}{2} (a - \beta \epsilon^2 / v_{\text{яч}}^2) \eta^2. \quad (13)$$

Из ф-лы (13) видно, что диполь-дипольное взаимодействие даёт дестабилизирующий вклад и, если $a < \beta \epsilon^2 / v_{\text{яч}}^2$, то центр. положение подрешётки рассматриваемых ионов энергетически невыгодно, так что при $T = 0$ К кристалл находится в менее симметричной конфигурации с $\eta \neq 0$.

Системы типа порядок — беспорядок. Для систем типа порядок — беспорядок характерно существование для определённых ионных подрешёток или молекулярных комплексов потенциального рельефа с двумя минимумами (рис. 5). Для обычных кристаллов со сла-



Рис. 5. Потенциальный рельеф, в котором происходит движение ионов в упорядоченной подрешётке в системах типа порядок — беспорядок.

бым ангармонизмом колебаний кристаллической решётки такая ситуация невозможна вплоть до темп-ры плавления. Выше точки фазового перехода каждый атом неупорядоченной подрешётки находится с равной вероятностью $W_I = W_{II}$ в одном из двух положений равновесия; при $T = 0$ К все атомы находятся в одинаковых «правых» или «левых» минимумах. Темп-ре сегнетоэлектрич. фазового перехода отвечает ситуация, когда благодаря взаимодействию между упорядочивающимися частями $W_I \neq W_{II}$.

Система может быть приближённо описана гамилтоном (см. *Изинга модель*):

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{R, R'} J_{RR'} \sigma_R \sigma_{R'}, \quad (14)$$

где $\sigma_R, \sigma_{R'}$ — величины, принимающие значения $+1$ (положение I) или -1 (положение II), набор k -рых даёт полную картину положений атомов в неупорядоченной подрешётке, $J_{RR'}$ — постоянная, описывающая взаимодействие частей, находящихся в положениях,

определяемых векторами R и R' . Расчёт Φ в приближении самосогласованного молекулярного поля приводит к выражению типа (1), где

$$\rho_z = \frac{N_1 - N_{T1}}{N} \frac{e\phi}{v_{\text{вн}}}.$$

Здесь e — заряд неупорядоченной частицы; N_1 , N_{T1} — ср. числа частиц в положениях I, II (рис. 5), $T_{R1} = \int_{\text{вн}} J_{\text{вн}}/k$, где $J_{\text{вн}} = \int_{\text{вн}} J_{\text{вн}}/k$.

Для систем типа порядок — беспорядок постоянная Кюри — Вейса обратно на 2—3 порядка меньше, чем для систем типа смещения. Изменение энтропии S на 1 частицу при переходе от полного беспорядка ($T > T_R$) к полному порядку ($T = 0 \text{ К}$) $\Delta S = k \ln 2$; затухание тепловых флуктуаций параметра порядка η носит релаксационный характер.

Несмотря на традиц. представления о природе сегнетоэлектрич. свойств, уровень понимания сущности явления пока недостаточен. В частности, не решена общая проблема предсказания свойств кристалла исходя из его хим. состава и структуры. Не существует методов расчёта констант гамильтониана для С. типа смещения или типа порядок — беспорядок; нельзя привести ни одного примера, когда открытие нового С. шло по пути направленного получения вещества с заранее заданными свойствами и темп-рой фазового перехода.

Однако кол-во С. непрерывно увеличивается, гл. обр. за счёт поиска новых материалов среди соединений, близких по составу и структуре к известным С. Появляются и новые классы С.; обнаружено дипольное упорядочение, близкое к сегнетоэлектрическому, в нек-рых типах синтетических жидких кристаллов и полимеров; создаются композиционные материалы, свойства к-рых можно направленно изменять, варьируя состав сегнетоэлектрич. наполнителя и полимерной или стеклянной матрицы, а также характера связности.

Применение. С. широко используются в технике. Области их применения связаны с аномально большими значениями ϵ (конденсаторы, вариконды), пиро-, пьезоэлектрических, электрострикционных, электрооптич. постоянных, обусловленных наличием фазового перехода, а также с использованием явления переключения спонтанной поляризации. Используются пьезооптич. свойства С. (см. *Нелинейная оптика*).

Большое значение имеет сегнетоэлектрич. керамика, используемая для создания электромагнитических и механоэлектрич. преобразователей в широком диапазоне частот. К ним относятся излучатели звука (см. *Излучатели звука*), датчики микропеременей, гидрофоны, акселерометры, стабилизаторы частоты и т. д. (см. *Пьезоэлектрические преобразователи*). В них в качестве осн. материала служат керамика на основе системы $\text{Pb}(\text{TiZr})_2\text{O}_7$ (PZT) с разл. добавками, твёрдые растворы сложного состава с размытым фазовым переходом [напр., $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})_2\text{O}_9$ (PMN) с $T_R = 0^\circ\text{С}$. см. *Пьезоэлектрические материалы*].

В микроэлектронике С. пока не нашли столь обширных применений, как полупроводники, поскольку электронные устройства на С. плохо поддаются интеграции. Однако решены нек-рые технол. проблемы, связанные с получением тонких плёнок С. разного состава (в т. ч. PZT) со свойствами, близкими к монокристаллам. Переключение поляризации в таких плёнках толщиной 50 — 5000 Å осуществляется малыми электр. напряжениями; плёбки могут наноситься на полупроводниковые подложки. Системы оперативной памяти на основе тонких сегнетоэлектрич. плёнок перспективны. В устройствах интегральной оптики используются волновоодные каналы на поверхности С., к-рые создают путём диффузного легирования кристаллов, гл. обр. ниобата и танталата лития.

Лит.: Иона Ф. Ширани Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, пер. с англ., М., 1965; Лайнс М., Глаусс А., Сегнетоэлектрики и родственные им материалы, пер. с англ., М., 1981; Барфут Д., Тейлор Д., Полиэри дивелетри-

ки и их применения, пер. с англ., М., 1981; Струков В. А., Леваяк И. П., Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах, М., 1933; Физика сегнетоэлектрических явлений, под ред. Г. А. Смоленского, Л., 1965; Реев И. С., Готтляуб Ю. М., Дивелетрики. Основные свойства и применения в электронике, М., 1989; Фесенко Е. Г., Гавриличенко В. Г., Семенчев А. Ф., Доменная структура многослойных сегнетоэлектрических кристаллов, Ростов н/Д., 1990; Лайнс М., Глаусс А., Тейлор Д., Леваяк В. А., Струков В. А., Сегнетоэлектрические домены — см. Домены, Сегнетоэлектрики.

СЕДИМЕНТАЦИЯ (от лат. sedimentum — оседание) — оседание частиц дисперсной фазы в гравитационном поле или поле центробежных сил, обусловленное различием плотностей этой фазы и дисперсионной среды. С. может приводить к расслоению дисперсной системы. Простейший случай С. — оседание взвешенных (в жидкости или газе) твёрдых частиц в гравитационном поле; по скорости оседания частиц можно установить их размеры и гидродинамич. свойства.

С. макромолекул в центрифуге при высоких значениях центробежного ускорения — один из осн. методов определения мол. массы, распределения по массам, размеров, формы и гибкости макромолекул.

СЕЙСМОЛОГИЯ (от греч. seismos — колебание, землетрясение и logos — слово, учение) — наука о землетрясениях (З.). Осн. задачи, решаемые С.: исследование структуры земных недр и процессов в очагах З., разработка методов уменьшения ущерба от сильных З. (сейсмич. районирование и прогноз З.), мониторинг (слежение, наблюдение) испытаний атомного оружия. Сейсмич. методы широко применяются при разведке полезных ископаемых, в частности нефти. С. стала интенсивно развиваться после 1889, когда в Потсдаме с помощью чувствит. маятников было зарегистрировано сильное З. в Японии.

Регистрация землетрясений. Регистрация упругих волн, вызванных З. или взрывом, выполняется с помощью графа и м. Как правило, сейсмич. observations осущ. сейсмографами, регистрирующими три компонента смещения: вертикальный, север — юг и восток — запад. Осн. элементом сейсмографа является массивное тело, крепящееся к корпусу прибора пружиной. При смещении корпуса, жестко связанного с Землёй, это тело стремится сохранить прежнее положение. Смещения тела относительно корпуса преобразуются в электрич. сигналы и регистрируются в аналоговом или цифровом виде. Нам. смещения, регистрируемые сейсмографами, сравнимы с межатомами расстояниями (10⁻¹⁰ м), динамич. диапазон достигает 140 дБ.

Сейсмические волны. Упругие волны, регистрируемые сейсмографами, принадлежат к неск. типам. По характеру пути распространения волны делятся на объёмные и поверхностные. В свою очередь объёмные волны подразделяются на продольные (Р) и поперечные (S), а поверхностные — на *Расселовы волны* и *Ловелленовы*. Объёмные волны распространяются по всёму объёму Земли, за исключением жидкого ядра, не пропускающего поперечные волны. Продольные волны связаны с изменением объёма и распространяются со скоростью $V(\lambda + 2\mu)/\rho$, где λ — модуль сжатия, μ — модуль сдвига (см. *Модули упругости*), ρ — плотность среды. Поперечные волны не связаны с изменением объёма, их скорость равна $V\mu/\rho$. Движение частиц в волне S происходит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. В сферически-симметричных моделях Земли луч, вдоль к-рого распространяется волна, лежит в вертикальной плоскости. Составляющая смещения в волне S в этой плоскости обозначается SV, горизонтальная составляющая — SH. Нек-рые обломки Земли обладают упругой анизотропией; в этом случае поперечная волна расщепляется на две волны с разл. поляризациями и скоростями распространения. Параметры земных недр изменяются по вертикали и горизонтально. Поэтому в процессе распространения объёмные волны испытывают отражение, преломление, обмен (превращение P в S и наоборот), а также дифракцию и

рассеяние. В результате записи З. (сейсмограмма) на большом расстоянии от источника распадается на ряд волновых пакетов или фаз. Отжодствление фаз и определение координат источника выполняются с помощью набора стандартных таблиц (годографов), задающих время пробега как ф-цию пройденного рассеяния и глубины источника.

Поверхностные волны формируются в результате интерференции объёмных волн и распространяются в верх. оболочке Земли, эфф. толщина к-рой зависит от периода колебаний. Характерной особенностью поверхностных волн является дисперсия скоростей. Поверхностные волны Лява и Рэлея различаются скоростью распространения и поляризацией колебаний. Траектория частицы в волне Рэлея имеет составляющие SV и вертикальную; волны Лява имеют поляризацию SH .

Частотный спектр сейсмич. колебаний лежит в диапазоне от сотен Гц до $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ Гц. Колебания с частотами порядка сотен Гц регистрируются только вблизи источника. В НЧ-область (периоды порядка сотен секунд и более) сейсмич. волны приобретают характер собств. колебаний упругого шара. Собств. колебания Земли делятся на сферические, имеющие поляризацию волн Рэлея, и крутильные с поляризацией волн Лява. Известный к настоящему времени спектр сферических и крутильных колебаний Земли насчитывает неск. тысяч собств. частот.

Сейсмология и строение Земли. Представления о внутр. строении Земли в очень большой степени основаны на сейсмич. данных. В соответствии с этими данными Земля разделяется на кору, мантию, жидкую внешнюю и твёрдую внутреннюю части ядра. Кора отделяется от мантии границей Мохоровичича, находящейся под океанами на глубине ~ 10 км и погружающейся под материками до глубин порядка неск. десятков км. В большей части мантии скорости упругих волн растут с глубиной; исключениями являются зона на глубинах 100—300 км и слой D'' в подошве мантии. Наб. рост наблюдается на глубинах 300—700 км, называемых зоной фазовых переходов или переходовой зоной. Резкое увеличение скоростей происходит на сейсмич. границах, находящихся на глубинах ок. 400—650 км; последняя часто рассматривается как граница между верхней и нижней частями мантии.

Механизм добротности мантии различна для продольных и поперечных волн; слой пониженной скорости на глубинах 100—300 км одновременно является зоной пониженной добротности. Пониженной добротностью характеризуется также внеш. зона внутр. ядра. Вопросы зависимости добротности от частоты носят дискуссионный характер.

Сейсмич. исследования структуры глубоких земных недр тесно связаны с изучением конвекции, к-рая приводит в движение литосферные плиты и контролирует т. о. тектонику, активность Земли. Трёхмерные модели Земли в целом и более детальные модели отд. регионов строятся методами сейсмич. *томографии*. Использование этих моделей при геодинамич. построениях опирается на связь скоростей распространения упругих волн с темп-рой и плотностью среды. Наб. контрастные неоднородности скоростей распространения волн обнаруживаются в верхних (≈ 300 км) слоях мантии и в зоне D'' . Важным объектом сейсмич. исследований являются образования с высокими скоростями распространения волн, связанные с погружёнными в мантию плитами океанич. литосферы; эти неоднородности прослеживаются до глубины не менее 1000 км. Объектами структурных исследований являются также рельефы границы ядро — мантия и др. сейсмич. границ. Направление течений в мантии оценивается по характеру связанной с ними упругой анизотропии, обусловленной упорядоченной ориентировкой кристаллов.

Сейсмичность и сейсмический очаг (источник сейсмич. волн). З. представляют одно из проявлений тектоники, активности Земли. По глубине очага З. разделяются

на неглубокие, промежуточные (до 300 км) и глубокие. Макс. глубина очагов глубоких З. ок. 700 км; почти все они сосредоточены в области Тихоокеанского пояса. Происхождение глубоких З. связывают с разрядкой упругих напряжений в погружающихся плитах океанич. литосферы. Большинство неглубоких З. (глубина очага до 80 км) происходит у границ литосферных плит и связано с разрядкой упругих напряжений, накапливающихся при относит. движении блоков литосферы. Ок. 75% энергии неглубоких З. высвобождается в подошве, омываемой Тихий океан, и ок. 20% — в Альпийском поясе, протянувшегося от Средиземноморья до Гималаев. Помимо Тихоокеанского и Альпийского поясов местом сосредоточения большого числа неглубоких З. являются средино-океанич. хребты. Кроме З. у границ литосферных плит известны сравнительно немногочисленные внутриплитовые З.

Величину З. характеризуют параметр, называемый магнитудой (M) и оцениваемый по ф-ле вида

$$M = \lg(a/T) + C,$$

где a — амплитуда смещения в поверхностных волнах, T — период преобладающих колебаний, величина C учитывает зависимость амплитуды смещений от расстояния. Аналогичная классификация производится по наблюдениям P -волн. Практич. магнитуда оценивается по записям мн. сейсмич. станций. Удобство классификации З. по магнитуде объясняется тем, что величина M тесно связана с величиной высвобождаемой при З. упругой энергии E . Одна из ф-л, связывающих энергию (в эргах) с M , имеет вид

$$\lg E = -12,24 + 1,44M.$$

Магнитуда сильнейших З. близка к 9, а соответствующая энергия $\sim 10^{28}$ эрг. В ср. по Земле число З. N связано с магнитудой M соотношением вида

$$\lg N = c - bM,$$

где c и b — постоянные ($b \approx 1$). Т. о., число З. логарифмически растёт с уменьшением магнитуды. Суммарная сейсмич. энергия почти полностью определяется несколькими, однако сравнительно малочисленными сильнейшими З.; оном, как правило, относится к категории неглубоких.

Для целей сейсмостойкого строительства чрезвычайно важны записи ускорений движения грунта в районе, окружающем очаг З. Такие записи получают с помощью спец. инструментов, рассчитанных на большие смещения, чем обычные сейсмографы. Однако инструментальные данные во мн. случаях оказываются недостаточны. Поэтому интенсивность сотрясений, вызванных З., измеряется в баллах по 12-балльной шкале. Балл обочку устанавливается по характеру повреждения построек и результатам опроса очевидцев. Сравнение с инструментальными данными показывает, что балл пропорционален логарифму макс. ускорения грунта. Результаты картирования балла в области, окружающей очаг З., представляются в виде схемы изосейст.

Кроме магнитуды и балльности очаг З. характеризуется рядом др. параметров, устанавливаемых в результате интерпретации сейсмограмм. Большинство результатов в этой области получено с помощью модели очага в виде разрыва со смещением по внутр. поверхности (дислокац. модель). Анализ излучения в разд. направлениях от источника позволяет установить плоскость разрыва и направление подвижки по разрыву. Результаты такого анализа для З. в разл. районах Земли послужили одним из аргументов, обосновавших широкое признание идей тектоники плит. В случае волн, длина к-рых много больше возбуждающего их разрыва, эквивалентом очага служит двойная пара сил, а из наблюдений определяется сейсмич. момент M_0 . $M_0 = \mu \times \text{сдвиг} \times \text{площадь разрыва}$. Характерные значения M_0 лежат в диапазоне от 10^{30} дин-см (Чилийские З., 1960) до 10^{12} дин-см (для микроземлетрясений). При наблюдениях в КВ-области выясняется, что сильные З. являются

результатом неск. или многих элементарных сдвигов. Общая длина разрыва для таких З. иногда достигает сотен км; вспарывание разрыва происходит со ср. скоростью, близкой к скорости распространения поперечных волн.

Сейсмическое районирование и прогноз землетрясений. Сильные З. часто происходят в малонаселённых районах, и приносимый ими ущерб невелик. Однако рост городов и строительство сейсмоопасных объектов (атомные электростанции, хим. заводы, высокие плотины) увеличивают сейсмич. опасность. Так, при Тайшаньском З. 28 июля 1978 в Китае погибло неск. сотен тысяч человек. При Спиттакском З. в Армении (1988) погибло неск. десятков тысяч человек, материальный ущерб достиг мн. млрд. рублей. Радикальный способ привоствоятия к сильным З. — сейсмостойкое строительство. Высокая стоимость этого строительства вымывает необходимость районирования тектонически активных территорий по степени сейсмич. опасности. Оценка макс. балла для опред. территории основана на опыте, свидетельствующем, что сильные З., как правило, происходят на разломах земной коры, уже неоднократно породивших похожие З. в прошлом. Характерный интервал времени между сильными З. на одном и том же участке разлома определяется индивидуальными особенностями разлома и может варьировать в пределах от десятков до тысяч лет. Сильные З., происшедшие в доисторич. времена, оставили следы на местности, распознавание и интерпретация к-рых выполняется методами палеосейсмологии.

Предсказание З. — сложнейшая задача С. Для того чтобы предсказание имело практич. смысл, оно должно содержать три характеристики будущего З.: время, место, силу. Различают долгосрочный, среднесрочный и краткосрочный прогнозы З. Соответствующие сроки находятся в пределах от неск. лет до десятков лет, от неск. недель до неск. лет, менее неск. недель. Существ. прогресс достигнут только в долгосрочном прогнозе сильных З. Особенно полезной оказалась идея сейсмич. брешей: сильнейшие ($M \sim 8$) З. Тихоокеанского пояса происходят таким образом, что очаг каждого нового З. заполняет область, где такого З. не было в течение последних ~ 100 лет. Идея брешей позволила сделать неск. оправдавшихся долгосрочных прогнозов.

Краткосрочные прогнозы основаны на аномальных изменениях разл. геофиз. полей и деформациях земной поверхности, изменениях уровня грунтовых вод и их темп. состава, появлении предвещающих толчков — форшоков. Трудности прогноза связаны с тем, что явления-предвестники трудно отличить от фоновых вариаций полей. Известен только один беспорядный случай успешного краткосрочного прогноза, позволившего принять меры для спасения населения: предсказание Хайцзинского З. (1975) с магнитудой 7,3 в китайской провинции Ляонин. Решающим фактором в этом прогнозе было появление форшоков. Разработка эфф. методов краткосрочного прогноза требует диат. и систематич. изучения З. и предвещающих их явлений в разл. геологич. условиях.

При подводных З. опасность представляют очень длинные волны на поверхности воды — цунами. В наиб. степени воздействию цунами подвержены берега Тихого океана. Сравнительно низкая скорость распространения этих волн позволяет заблаговременно предупредить население о приближении цунами.

К проблеме сейсмич. опасности примыкает вопрос о техногенных З. Известно три вида деятельности человека, провоцирующей З.: заполнение крупных водохранилищ, закачка воды в скважины для увеличения нефтедачи и добыча твёрдых полезных ископаемых в большой глубине. Возникающие при этом З. обычно относятся к категории слабых.

Мониторинг ядерных взрывов. Наиб. эфф. метод дистанционного мониторинга подземных ядерных испытаний — сейсмический. Мониторинг имеет две ста-

дии: обнаружение сейсмич. сигналов и распознавание взрывов среди З. Осп. критерий распознавания взрывов основан на различиях в пространственных координатах источников: ок. 90% всех сейсмич. событий идентифицируются как З. просто потому, что они происходят или слишком глубоко, или в районах, негритичных для ядерных испытаний. Сейсмич. источник типа взрыва представляет центр расширения и этим принципиально отличается от сдвиговой дислокации, моделирующей очаг З. Это приводит к ряду отличий в параметрах соответствующих волновых полей. Трудности распознавания возникают в случае слабого сигнала, когда наблюдаются только малая часть волнового поля.

Возможности регистрации слабых сигналов лимитируются сейсмич. шумом. Наиб. сила этого шума (микросейсм.) достигает в периоды 5–8 с. Осн. источником микросейсм с периодами более 1 с служат волновые поверхности воды на обширных акваториях. На периодах менее 1 с в сейсмич. шуме присутствует техногенная составляющая.

Внеземная сейсмология. В кон. 1960-х гг. амер. экспедициями на Луне были размещены 5 сейсмич. станций, к-рые регистрировали ежегодно от 800 до 3000 слабых лунотрясений. Лунные сейсмограммы резко отличались от земных очень длительной реверберацией, объясняемой высокой добротностью верх. оболочки Луны. Лунотрясения происходят на глубинах до 400 км и от 800 до 1000 км. Толчки второй (более глубокой) группы происходят преим. в те периоды, когда Луна максимально приближается к Земле. По сейсмич. данным, лунная кора имеет мощность от 60 до 100 км; на глубинах от 500 до 1000 км имеется зона повышенной скорости упругих волн.

В 1978 космич. аппаратом «Викинг» сейсмограф был установлен на поверхности Марса. Из-за высокого уровня помех ветрового происхождения достоверных данных о сейсмичности Марса получить не удалось.

Эфф. методом изучения внутр. структуры и динамики Солнца является *солнечная сейсмология*.

Сейсмическая разведка. Сейсмич. методы находят широкое применение при исследовании структуры верх. части земной коры в связи с поисками полезных ископаемых, особенно нефти и газа. Сейсмич. колебания возбуждаются взрывами или механич. устройствами; сейсмоприёмники размещаются на поверхности Земли или в стволах скважин. Для картирования подземных структур используются преим. отражённые волны. Наиб. распространением пользуется методика общей глубинной точки. В этой методике для получения каждой точки отражающей границы служат записи большого числа источников и приёмников. Методы сейсморазведки широко применяют также для исследования структуры земной коры на всю её глубину.

Лит.: Аги К., Ричардс П., Количественная сейсмология, пер. с англ., т. 1–2, М., 1983; Мого К., Предсказание землетрясений, пер. с англ., М., 1988. Л. П. Вышinsky.

СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ — спиральные галактики с активными ядрами. Названы по имени К. Сейфerta (C. Seyfert), обнаружившего в 1942 в спектрах десятка ярких спиральных галактик сильные эмиссионные линии водорода и др. элементов. С. г. (SyG) составляют подкласс объектов с активными ядрами. Поскольку такие объекты выделяют, как правило, по спектральным признакам, нет чёткого разграничения между SyG и квазарами (QSO). Напр., SyG I Zw 136 входит в список ярких квазаров, а квазар 3C 273 иногда включается в списки SyG. Хотя в ср. ширине водородных линий в спектрах квазаров значительно больше, чем в спектрах ядер SyG, пек-рые SyG по ширине линий сравнимы с квазарами. Возможно, квазары также являются активными ядрами спиральных галактик, т. к. у ряда квазаров обнаружены окружающие галактики, по пек-рым характеристикам — спиральные. Во мн. отношениях квазары и ядра SyG сходны между собой, так что в каталогах

квазары и SyG часто разделяют только по светимости (абс. звездной величины M): SyG при $M > -23^m$; OSO при $M < -23^m$. Одно из осн. отличий — это контраст (отношение) светимостей ядра и всей галактики. Светимость ядер SyG составляет $\approx 20\%$ от полной светимости галактики, у квазаров — больше 90%. С этим связаны некие особенности ядер SyG: низкая степень поляризации излучения, порядка неск. процентов (у квазаров и «лацерти» до 30%); увеличение амплитуды переменности (в звездных величинах) с уменьшением диаметра диафрагмы (с k -рой проводится наблюдение) и длины волны (в УФ-диапазоне амплитуда значительно больше, чем в видимом) и др. Соответственно меняются и показатели цвета (см. Астрометрия) ядер SyG при изменении блеска: в максимуме блеска они близки к показателям цвета квазаров ($U - B \approx -1^m$, $B - V \approx 0^m$), в минимуме — к показателям цвета спиральных галактик (Sa — Sb).

По виду спектра SyG делятся на три типа: Sy1 (широкие разреженные и узкие запрещенные линии), Sy2 (и те и др. линии узкие) и Sy3 («лацеры» — линии узкие, относительно велика интенсивность линий низкой ионизации). По этим признакам OSO можно отнести к типу Sy1. Кроме спектральных особенностей галактики Sy1 и Sy2 отличаются и др. характеристиками. Так, мощность рентг. излучения Sy1 в ср. на порядок больше, чем Sy2, амплитуда оптич. переменности также значительно больше, присутствует быстрая (характерное время $t < 14$ д) переменность излучения. С др. стороны, галактики Sy2 в ср. имеют более мощное радиоизлучение, более крутой спектр в ИК-диапазоне (что обусловлено в осн. тепловым излучением пыли), тогда как ИК-спектр Sy1 более плоский и ближе к спектру квазаров.

Наблюдаясь неоднократно переходы (по спектральным характеристикам) Sy1 в Sy2 (NGC4151) и наоборот (NGC1566) подтверждают общность природы ядер SyG разных типов и доминирующую роль центр. источника. Исследование именно SyG позволяет, видимо, решить проблему связи активности ядра с галактикой в целом. Существуют две точки зрения на проявление феномена активного ядра: SyG — фаза в эволюции любой спиральной галактики (короткая шкала жизни), SyG — особый класс объектов, отличающихся от «нормальных» спиральных галактик (длинная шкала). Если SyG, за исключением активного ядра, ничем не отличаются от «нормальных» спиральных галактик, то, видимо, сраведена первая точка зрения. Интенсивные исследования SyG (с кон. 1960-х гг.) дают свидетельства скорее в пользу второй гипотезы. Прежде всего, SyG отличаются от «нормальных» спиральных галактик того же морфологич. типа повыш. концентрацией поверхностной яркости. На расстояниях 1—40 кпк от ядра распределение поверхностной яркости спиральных галактик по радиусу r можно представить как r^{-2} . Показатель степени n для SyG в 1,5 раза больше, чем для нормальных спиральных галактик. Т. к. поверхностная яркость галактики определяется звездной, то, во-первых, повыш. концентрация яркости означает повыш. концентрацию массы, а во-вторых, исключает гипотезу короткой шкалы жизни активного ядра, $\sim 10^8$ лет, поскольку звездная составляющая галактики не может перераспределиться за столь короткое время. Следовательно, время жизни активного ядра должно быть порядка возраста галактики, $\sim 10^{10}$ лет, т. е. SyG — особый класс объектов, а не фаза в эволюции любой спиральной галактики. Возможно, именно повыш. концентрация массы и порождает активное ядро.

Корреляция неких характеристик ядер с градиентом поверхностной яркости также указывает на связь активности ядра с галактикой в целом. Зависимость от наклона галактики к лучу зрения отношения потока в эмиссионной линии H_α к рентг. потоку свидетельствует о плоской конфигурации области формирования широких линий, параллельную диску галактики. За-

висимость амплитуды медленной составляющей переменности ядер Sy1 от наклона галактики указывает на то, что область формирования оптич. континуума (непрерывного спектра) также имеет плоскую структуру (возможно, аккреционный диск), параллельную плоскости галактики.

С. г., объекты типа BL Lac и квазары составляют, по-видимому, единую популяцию объектов с активными ядрами, природа центр. источников активных ядер также, скорее всего, одинакова. Разные наблюдательные проявления их обусловлены разл. дорожит. условиями — мощностью излучения, контрастом ядра, наклоном к лучу зрения, циклами активности и т. д.

Литт. см. при ст. Объекты с активными ядрами.

СЕКТОРНАЯ СКОРОСТЬ — величина, характеризующая скорость возрастания площади, k -ую ометает радиус-вектор r движущейся точки, проведенный из нек-рого фиксиров. центра O . Численно С. с. v_s равна отношению элементарного приращения площади dA к соответствующему элементарному промежутку времени dt . С. с. можно представить в виде вектора v_s , направленного перпендикулярно к площадке dA ; при этом $v_s = [r\dot{\theta}]/2$, где v — вектор скорости точки, т. е. С. с. равна половине момента скорости точки относительно центра O . Если точка движется по плоской кривой и ее положение определяется полярными координатами r и φ , то $v_s = (1/2)r^2 d\varphi/dt$. Производная от С. с. по времени наз. с е к т о р н ы м у с к о р е н и е м точки $\omega_s = [r\dot{\theta}]/2$, где ω — ускорение точки.

Понятие о С. с. играет важную роль при изучении движения под действием центр. сил, т. к. в этом движении С. с. остается величиной постоянной.

СЕКУНДА [от лат. secunda divisio — второе деление (первоначально градуса, а затем и часа)] (с. с.) — единица времени СИ. Различают: а) м е ж д у с., воспроизводимую цезиевыми атомами частоту ν ; б) м е ж д у с., размер k -рой связан с периодом обращения Земли вокруг Солнца (впередается на основании астр. наблюдений). Атомная С. равна 9192631770 периодам излучения, соответствующей энергии, переходу между двумя уровнями сверхтонкой структуры осн. состояния атома цезия ^{133}Cs (резолюция 13-й Генеральной конференции по мерам и весам, 1967). Эталон времени и частоты (включая оптич. атомно-лучевую трубку с пучком атомов Cs и радиоустройством, дающее набор электр. колебаний фиксиров. частот) позволяет воспроизводить единицы времени и частоты с относит. погрешностью $\pm 1 \cdot 10^{-14}$. За эфемеридную С. принята 1/31556925,9747 доля года. Атомная и эфемеридная С. совпадают с точностью $\sim 2 \cdot 10^{-9}$.

2) Звездная С. равна 1/86400 звездных суток и составляет 0,99726966 атомной (эфемеридной) С.

3) Угловая С. ($''$) — внесистемная единица плоского угла. $1'' = (1/3600)^\circ = 4,848137 \cdot 10^{-6}$ радиан.

СЕЛЕКТИВНОСТЬ в оптической спектроскопии — описывает способность спектрального прибора выделять узкие спектральные интервалы $\Delta\lambda$ из сплошного спектра излучения в окрестности длины волны λ . Количественно характеризуется величиной $S = \lambda/\Delta\lambda$. При полном подавлении излучения посторонних длин волн и при идеальном механизме сканирования численные значения S совпадают со значениями разрешающей способности $R = \lambda/\Delta\lambda_{\text{эф}}$, где $\Delta\lambda_{\text{эф}}$ — ширина апаратной функции. В применении к узкополосным интерференционным фильтрам отношение $\lambda/\Delta\lambda$ иногда наз. д о б р о т н о с т ь ю.

СЕЛЕКЦИЯ МОД — прореживание спектра мод (собств. колебаний и волн) в системах с большим числом степеней свободы. Примером С. м. может служить удаление боковой стенки у эл.-магн. резонатора цилиндрич. конфигурации (рис. 1). Эта операция вносит большие

излучат. (дифракц.) потери в моды, образованные лучами с большим наклоном к оси системы, сохраняя относительно малое затухание (высокую добротность) лишь для мод, образованных лучами, почти перпендикулярными зеркалам. Благодаря этому зеркальный резонатор способен резонировать на дискретных, изо-

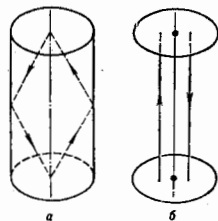
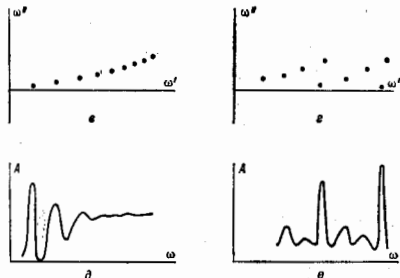


Рис. 1. Прореживание спектра мод при замене закрытого (а) резонатора открытым (б): ω , ω' — собственные частоты $\omega = \omega' + i\omega''$ резонаторов, θ , θ' — амплитуды колебаний в резонаторах как функции частот ω возбуждающего сигнала.



лиров. частотах в существенно более высокочастотной области спектра, чем исходный закрытый резонатор (на рис. 1 и далее зависимость полей от времени принята в виде $\text{Re}\{A e^{i\omega t}\}$).

Селективными свойствами обладает и зеркальный волновод (рис. 2), обеспечивающий малые излучат. потери для осев. моды (с простейшей, «одногорбой» поперечной структурой поля) и большие потери для мод

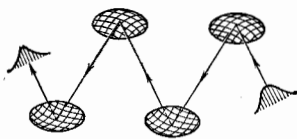


Рис. 2. Зеркальный волновод.

высших частот (с «многогорбой» поперечной структурой поля). Это стабилизирует структуру волнового потока и снижает искажения передаваемого сигнала.

Селективные свойства могут быть приданы волноводом и резонатором и закрытого типа — с пед. подбором формы (напр., волноводы П- и Н-образного сечения) и пед. расположением поглощающих вставок.

К С. м. прибегают при создании генераторов и усилителей любых типов (электронных вакуумных приборов, приборов полупроводниковой электроники, лазеров и т. п.) для обеспечения пространственно-временной

когерентности выходного сигнала в режимах большой мощности. Простейшей моделью (рис. 3) могут служить два колебательных контура, нагруженных на общий активный (с проводимостью отрицат. знака) элемент: подбором соотношений между параметрами реактивных, диссипативных и активного элементов можно

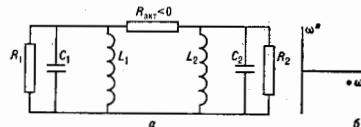


Рис. 3. Система колебательных контуров с общим активным ($R_{\text{акт}} < 0$) элементом и спектр её нормальных мод — затухающей ($\omega'' > 0$) и нарастающей ($\omega'' < 0$) во времени.

добиться того, чтобы на уровне малого сигнала условие нарастания $\omega'' < 0$ выполнялось лишь для одной из нормальных (связанных) мод системы. Даже если условие нарастания выполнено сразу для обеих мод, то при увеличении амплитуды автоколебаний нелинейность, присущая любой реальной активной среде, порождает взаимодействие (конкуренцию) «горячих» мод, что при определёл. условиях может привести к установлению режима генерации единств. моды.

Возможности С. м. в генераторах и усилителях мощного излучения расширяются в случаях, когда проводимость активной среды обладает резонансной зависимостью от частоты или (и) — в случае среды с пространственной дисперсией — от постоянной распространения волны. Для С. м. используются и геом. факторы — различия в связи между активной средой и модами, обладающими разной пространственной структурой.

В природных условиях проявления С. м. можно посмотреть в структурах ветровых волн и перистых облаков, НЧ-колебаниях ионосферы под действием солнечного ветра и др. колебательно-волновых процессах с узкими частотными спектрами и узкой направленностью. С С. м. связаны и нек-рые случаи сверхдальнего распространения звуковых волн (типа аффекта шепчущей галереи).

Лит.: В а я н ш т е й н Л. А. Электромагнитные волны, 2 изд., М., 1988; Y a r i v А., Introduction to optical electronics, 2 ed., N. Y.—la. o.l. 1976; К о в а л е в Н. Ф., П е т е л и н М. И., Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием, в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, 1981; К а р л о в Н. В., Лекции по квантовой электронике, 2 изд., М., 1988; Н. Ф. К о в а л е в, М. И. П е т е л и н, СЕЛЕН (Selenium), Se.— хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 34, ат. масса 78.96. Природный С.— смесь 6 изотопов: ^{74}Se , ^{76}Se — ^{78}Se , ^{80}Se и ^{82}Se , в к-рой преобладает ^{80}Se (49,7%), а меньше всего ^{74}Se (0,9%). Конфигурация внеш. электронных оболочек атома $4s^2 4p^4$. Энергии последоват. ионизации 9,752; 21,2; 32,0; 42,9 и 68,3 эВ соответственно. Атомный радиус 0,16 нм, радиус ионов Se^{4+} 0,069 нм, Se^{2-} 0,193 нм. Значение электроотрицательности 2,48. Сродство к электрону 2,02 эВ.

С. образует неск. полиморфных модификаций, наиб. устойчивая кристаллич. модификация — т. н. серый С. с гексагональной решёткой (постоянные решётки $a = 0,4363$ нм, $c = 0,4959$ нм). Плотность серого С. 4,807 кг/дм 3 . Красный С. имеет моноклинную решётку, существующую в α -форме ($a = 0,9054$ нм, $b = 0,9083$ нм, $c = 1,801$ нм, угол $\beta = 90^\circ 42'$) и β -форме ($a = 0,931$ нм, $b = 0,807$ нм, $c = 1,285$ нм, $\beta = 93^\circ 08'$). Существуют также стекловидные (аморфные) С. чёрного цвета и аморфный С. красного цвета. Все эти модификации при длит. хранении и выдерживании при темп-рах 100—150 $^\circ\text{C}$ переходят в гексагональную модификацию (серый С.). Серый С. имеет $t_{\text{пл}} = 221$ $^\circ\text{C}$, $t_{\text{кип}} = 685,3$ $^\circ\text{C}$,

уд. теплоёмкость $c_p = 25.3$ Дж/моль·К, его теплопроводность 6.7 кДж/моль, теплота испарения 30 кДж/моль, темп-ра Дебая 89 К. Уд. электрич. сопротивление $8 \cdot 10^{-4}$ Ом·м (при 0°C), термич. коэф. электрич. сопротивления $0.6 \cdot 10^{-3}$ К $^{-1}$ ·С. — полупроводник, ширина запрещённой зоны серого С 1.8 эВ, аморфного С (в виде плёнки) — 2.2 – 63 эВ. Твёрдый С. диамантит, парф С. парамагнитен. Диэлектрич. проводимость аморфного С 6.24 (при 290 К). Тв. по Бриллюэлю серого С ~ 750 МПа, модуль нормальной упругости при растяжении 10.2 ГПа, модуль сдвига 6.6 ГПа.

В соединениях активен по свойствам аналогичен S . Парф С. содержит молекулы разл. состава, между к-рыми может установиться равновесие: $\text{Se}_2 \rightleftharpoons \text{Se}_6 \rightleftharpoons \text{Se}_8 \rightleftharpoons \text{Se}_n$. С. и его соединения ядовиты.

Из С. изготовляют выпрямители, его применяют в полупроводниковой электронике. Высокие фотоэлектрич. свойства используют в селеновых фоторезисторах. Путём введения С. в стёкла создают оптич. материалы, поглощающие ИК-излучение. С. применяют также в металлургии, в резинотехн. пром-сти и для др. целей. В качестве радиоакт. индикатора служит ^{76}Se (электронный захват, $T_{1/2} = 119.8$ сут).

С. С. Верёвников.

СЕНСИБИЛИЗАТОРЫ — то же, что *кумюлянты*.

СЕНА ЭФФЕКТ (астафетное движение ионов) — перенос заряда при движении атомных ионов в обств. газе, определяющийся резонансной *перезарядкой иона* на обств. атоме. Установлен Л. А. Сенёй в 1947. Обычно сечение этого процесса значительно превосходит сечение упругого рассеяния иона на атоме, упругое рассеяние несущественно в переносе заряда. При небольших напряжениях E ион электр. поля, когда направленная скорость ионов значительно превышает тепловую скорость атомов, перенос заряда носит астафетный характер. А именно: после очередной перезарядки ион практически останавливается, т. к. приобретает скорость атома, на к-ром произошла перезарядка. Далее вновь образовавшийся ион ускоряется во внеш. электр. поле до следующей перезарядки. В сильных электр. полях скорость астафетного направленного движения ионов пропорц. $(E/p)^{1/2}$, а в слабых — E/p (p — давление газа).

Лит.: Сенёй Л. А., Стожиков И. И. Электроны и ионы в атомном газе, Л.—М., 1948; Смирнов В. М., Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями, 3 изд., М., 1985.

В. М. Смирнов.

СЕН-ВЕНАНА ПРИНЦИП в теории упругости — принцип, согласно к-рому уравновешенная система сил, приложенная к к-л. части поверхности однородного упругого тела, вызывает в нём напряжения, быстро убывающие по мере удаления от этой части. На расстояниях, больших макс. линейных размеров области приложения нагрузок, напряжения и деформации оказываются пренебрежимо малыми. Т. о., С.-В. п. устанавливает локальность эффекта самоуравновешенных внеш. нагрузок. Сформулирован А. Сен-Венаном (A. Saint-Venant) в 1855.

Часто пользуются др. редакцией С.-В. п., а именно: если условия, действующие на небольшую часть упругого тела, заменить другой, статически эквивалентной системой усилий (т. е. системой, имеющей ту же равнодействующую и тот же момент, что и заданная сила), действующей на ту же часть поверхности тела, то изменение в напряжённом состоянии произойдёт лишь в непосредств. близости и области приложения нагрузки; в точках же упругого тела, удалённых от места приложения усилий на расстояния, достаточно большие по сравнению с линейными размерами той поверхности, к к-рой они приложены, влияние перераспределения усилий будет ничтожно. Т. о., С.-В. п. позволяет одиң граничные условия (действующие силы) заменять другими (напр., более удобными для статич. расчёта) при условии, что равнодействующая и гл. моменты позад заданной системы сил сохраняют свои

значения. С.-В. п. применяется также при наличии упругопластич. деформаций.

Лит.: Тимошенко С. П., Гудьер Дж., Теория упругости, пер. с англ., М., 1975.

СЕНСИБИЛИЗАТОРЫ (от лат. sensibilis — чувствительный) — вещества, способствующие повышению чувствительности др. веществ к к-л. внеш. воздействию. С., напр., являются атомы благородных металлов и т. в. полиметиновые красители, повышающие светочувствительность галогенного серебра в фотоматериалах в ДВ-области спектра. С. в *кристаллофосфорах* служат атомы-дворцы, поглощающие энергию возбуждения и передающие её безызлучательно атомам-акцепторам, в к-рых происходит излучат. переход (т. н. *сенсibilизирующая люминесценция*).

СЕНСИБИЛИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция, возникающая в результате переноса энергии электронного возбуждения от одних оптич. центров (наз. *дворцами* или *сенсibilизаторами* энергии) к другим (наз. *центрами* свечения или *акцепторами* энергии). В результате такого переноса в оптич. центрах возбуждения люминесценция появляется новая, обычно более интенсивная полоса, обусловленная поглощением энергии в сенсibilизаторе, центрах, тогда как спектр люминесценции определяется энергетч. структурой центров свечения. Поэтому спектральные, иеронные и поляризац. свойства С. л. существенно отличаются от свойств обычной люминесценции; они сильно зависят от механизма переноса энергии возбуждения (резонансно-индукционный, обменный, резонансно-индуц. кооперативный и т. д.), реализуемого в данной системе, от концентрации центров, их взаимного расположения и индивидуальных характеристик, а также условий возбуждения системы (напр., темп-ры).

С. л. наблюдается в разл. системах — порошкообразных кристаллофосфорах, молекулярных и диалектр. (лазерных) кристаллах, стёклах с редкоземельными ионами, тонких плёнках, растворах красителей, газах — при повышении нек-рых критич. значений концентрации взаимодействующих центров. Она применяется для повышения эффективности использования возбуждающего излучения (в поликристаллич. люминофорах для люминесцентных ламп, в т. в. миграционных лазерах и т. д.), для контроля или изучения взаимодействия оптич. центров в разл. средах (напр., при люминесцентном анализе биол. объектов). Пары оптич. центров подбирают таким образом, чтобы ионы сенсibilизирующего вещества хорошо поглощали возбуждающее излучение, а ионы, образующие центры свечения, испускали излучение с необходимыми характеристиками. Так, в типичных сенсibilизаторах люминофорах — сложных (напр., иттрий-скандий-галлиевых) граватах — светл. лампы какнаки эффективно поглощаются ионами Ce^{3+} , а индукторы, переходы возникающие в ионах Nd^{3+} , обладающих предпочтительной для генерации излучения четырёхуровневой системой. В люминесцентных лампах используют, напр., пары ионов Ce^{3+} — Mn^{2+} или Pr^{3+} — Mn^{2+} , в к-рых сенсibilизирующий ион (Ce^{3+} или Pr^{3+}) хорошо поглощает узкополосное УФ-излучение тлеющего разряда и почти полностью передаёт энергию возбуждения иону Mn^{2+} . В люминесцентном анализе находят применение пары красителей (напр., теазол жёлтый и урамин), позволяющие по соотношению интенсивностей полос актиатора и сенсibilизатора замечать уже небольшие изменения взаимного расположения их молекул (за десятк. А), что, напр., делает возможным изучать динамику мышечных сокращений.

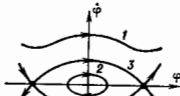
С. л. обычно сопровождается значит. уменьшением интенсивности люминесценции сенсibilизирующего иона, так что общий квантовый выход люминесценции не увеличивается, а в большинстве случаев несколько понижается. Однако в нек-рых системах (напр., в системах с редкоземельными ионами) при введении сенс-

билдзаватора удаётся получить и увеличение общего квантового выхода за счёт понижения вероятности относительно к-л. безызлучат. процесса релаксации энергии возбуждения.

Лит.: К. Константинова-Шлезингер М. А., Химия ламповых гетеросмесических люминофоров, 1970; Гранович В. М., Галанин М. Д., Перенос энергии возбужденного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978; Карнаухов В. Н., Люминесцентный спектральный анализ кветки, М., 1978. Ю. П. Тимофеев.

СЕПАРАТРИСА (от лат. *separari*) — траектория динамической системы с двумерным фазовым пространством, стремящаяся к седловому состоянию равновесия при времени $t \rightarrow \infty$ (устойчивая С.) или при $t \rightarrow -\infty$ (неустойчивая С.). Если С. стремится к седлу при $t \rightarrow \pm \infty$, то её (вместе с седлом) называют петлей С. [1, 2]. В диссипативных динамич. системах из петли С. может рождаться предельный цикл [2]. В консервативных динамич.

Развёртка фазового цилиндра уравнения (а); траектории отеческая колебания по углу (1) и вращательному моменту (2) движения; 3, 4 — сепаратриссы.



системах петли С. могут разделять фазовое пространство на области с разл. поведением траекторий. Напр., на фазовом цилиндре (рис.) динамич. системы, описываемой ур-нием маятника

$$d^2\varphi/d\xi^2 + a \sin \varphi = 0, \quad (*)$$

две петли С. отделяют область колеб. траекторий от области вращат. движений маятника (см., напр., [3]). Для динамич. систем с размерностью фазового пространства, большей двух, устойчивые и неустойчивые многообразия седловых состояний равновесия и (или) седловых предельных циклов наз. многомерными С. или сепаратрисными многообразиями. Многомерные С. могут разделять фазовое пространство на области притяжения разл. аттракторов. Связанные с сепаратрисными многообразиями бифуркации могут приводить к возникновению странных аттракторов; напр., аттрактор Лоренца рождается в момент, когда неустойчивые С. седла пересекаются устойчивыми сепаратрисными многообразиями седловых предельных циклов.

Решения, отвечающие С., часто встречаются в разл. физ. приложениях. Они, в частности, описывают класс единичных волн (солитонов) в нелинейных средах с дисперсией, а также разл. рода доменные стенки, дислокации, дисцилиации и др. дефекты в таких средах.

Лит.: 1) Качественная теория динамических систем второго порядка, М., 1966; 2) Теория бифуркаций динамических систем на плоскости, М., 1967; 3) Рабинович М. И., Трубенцов Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984; 4) Брауэр А., Пяттерин Д., Эффект Дюффинсона: физика и приложения, пер. с англ., М., 1984. В. С. Бибиков, Ю. С. Сера (Sulfur), S — хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 16, ат. масса 32,066. Природная С. — смесь 4 изотопов: ^{32}S , ^{34}S и ^{36}S .

в-рой преобладает ^{32}S (95,02%), а меньше всего ^{36}S (0,02%). Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2 3p^4$. Энергия последоват. ионизации 10,360; 23,35; 34,8; 47,30 и 72,5 эВ соответственно. Атомный радиус 0,104 нм, радиус иона S^{2-} 0,174–0,182 нм, S^{4+} — 0,034 нм. Значение электроотрицательности 2,5–2,6. Сродство к электрону 2,077 эВ.

Образует ряд полимерных модификаций. До 95,6 °С устойчива лимонно-желтая модификация (α -S) с ромбич. решёткой, её постоянные $a = 1,04646$ нм, $b = 1,28660$ нм, $c = 2,44860$ нм; плотн. 2,085 кг/дм 3 (20 °С), $\rho_{\text{пл}}$ = 112,8 кг/дм 3 , $\rho_{\text{крип}}$ = 444,6 кг/дм 3 . При темп-рах 95,6–419 °С устойчива медово-желтая модификация (β -S) с моноклинической решёткой, её постоянные $a = 1,090$ нм, $b = 1,096$ нм, $c = 1,102$ нм, угол

$\beta = 86,16$. Плотн. β -S 1,96 кг/дм 3 (20 °С). При темп-ре выше 119,3 °С β -S переходит в жидкую модификацию λ -S, резкое охлаждение к-рой позволяет получить аморфно-красную пластич. модификацию μ -S. Известны и др. модификации С.

Для α -S уд. теплоёмкость $c_p = 22,61$ Дж/моль·К, теплота плавления 49,82 кДж/К (при 385,8 К); для β -S $c_p = 23,65$ Дж/моль·К, теплота плавления 38,52 кДж/К (при 392,3 К). Модификации α -S и β -S нерастворимы в воде, но хорошо растворяются в сероуглероде CS_2 . С. — диэлектрик. Ширина запрещённой зоны для α -S 2,6 эВ, диэлектрич. проницаемость 3,6–4,0 (при 566 К). Твёрдая С. — диамантетики, молекулы S_2 в парах парамагнитны. Теплопроводность монокристаллич. С. 0,46–0,48 Вт/м·К (10–15 °С), аморфной С. — 0,2094 Вт/м·К. Термич. коэф. линейного расширения для α -S $7,4 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$, для β -S $8 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$. Показатель преломления α -S 2,0377, β -S 1,96. Модуль нормальной упругости 18 ГПа.

В хим. соединениях проявляет степени окисления от -2 до +6, наиб. характерны -2, +4, +6. Химически активна, при нагревании реагирует с подавляющим большинством элементов. В парах С. возможно равновесие $\text{S}_2 \rightleftharpoons \text{S}_3 \rightleftharpoons \text{S}_4 \rightleftharpoons \text{S}_6$.

Сульфид цинка ZnS и сульфид кадмия CdS — типичные люминофору. H_2SO_4 — сильная кислота. Гексафторид серы SF_6 — газообразный диэлектрик, используемый в качестве активной среды в хим. лазерах. С. применяется также в сельском хозяйстве, резиновой промышленности искусств. волокон, взрывчатых веществ, промышленности органич. синтеза, медицине и др. В качестве радиоакт. индикатора используют β -радиоакт. радиоизотоп ^{35}S ($T_{1/2} = 87,44$ сут).

С. С. Боровосоев.

СЕРБЕРО (Argentum), Ag, — хим. элемент побочной подгруппы I группы периодич. системы элементов, ат. номер 47, ат. масса 107,8682, благородный металл. Природное С. — смесь ^{107}Ag (51,839%) и ^{109}Ag (48,161%). Известно с древности. Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2 3d^9 4p^6 5s^1$. Энергия последоват. ионизации 7,576; 21,487; 34,83 эВ. Энергия сродства к электрону 1,30 эВ. Радиус атома Ag 0,144 нм, иона Ag^+ 0,113 нм. Значение электроотрицательности 1,42.

В свободном виде С. — мягкий белый металл, обладающий кубич. гранецентриров. решёткой с параметром $a = 0,40862$ нм. Плотн. 10,49 кг/дм 3 , $\rho_{\text{пл}} = 961,9$ °С, $t_{\text{крип}} = 2170$ °С, теплоёмкость $c_p = 25,3$ Дж/(моль·К), теплота плавления 11,3 кДж/моль, теплота испарения 266,8 кДж/моль. Темп-ра Дебая 225,3К. Высоко электро- и теплопроводно. уд. электрич. сопротивление 0,162 мкОм·м (при 0 °С), 0,0285 мкОм·м (при 200 °С), 0,0475 мкОм·м (при 500 °С); температурн. коэф. электрич. сопротивления $4,1 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (при 0 °С), теплопроводность 453,0 Вт/(м·К) (при 0 °С). Термич. коэф. линейного расширения $18,8 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (при 300 К), $24,3 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (при 900 К). Обладает высокой отражат. способностью; С., осаждённое в вакууме на стекло, отражает 95% видимого света, 98% ИК-излучения, 10% УФ-излучения.

Высокопластичный ковкий, тягучий металл; механич. свойства зависят от условий обработки. Для С., охлаждённого при 800 °С, модуль нормальной упругости 72–75 ГПа, модуль сдвига 28–27 ГПа, твёрдость по Бринеллю 255–256 МПа. В хим. соединениях проявляет степень окисления +1, реже +2, +3 и (очень редко) +4. Химически малоактивен, не окисляется кислородом воздуха, при длит. хранении в атм. воздухе медленно покрывается тонкой плёнкой Ag_2S . Бромид С. AgBr , а также хлорид AgCl , иодид AgI и др. — светочувствит. соединения. Металлич. С. применяется в качестве проводника и контакта в ответственных узлах аппаратуры, из него изготавливают металл ал.-тех. приборов, электроды, хим. посуду, зеркала. С. входит в состав разл. сплавов, используемых для низкотемпературной напайки сталей, медных и др. сплавов. Эл.-хим. се-

ребрение предохраняет металлич. поверхности от коррозии. Сплавы С. с Pd, Pt и др. благородными металлами обладают высокой коррозионной стойкостью. Светочувств. соединения применяют в фото- и киноматериалах. Прозрачные для ИК-излучения AgCl и некоторые др. соединения используют в ИК-приборах. В качестве радиоакт. индикатора служит β -радиоактивный ^{108}Ag ($T_{1/2} = 249,9$ сут.). Широкое применение С. обусловлено его дефицитностью и быстрорастущую стоимость, а также необходимость утилизировать все содержимое С. детали из приходящей в негодность аппаратуры, отработанные растворы фиксажа и т. д.

С. С. Вербоноев.

СЕРОЕ ТЕЛО — тело, *положения коэффициента к-рого меньше 1 и не зависит от длины волны излучения λ и абс. темп-ры T . Коэф. поглощения $\alpha_{\lambda,T}$ (наз. также коэф. черноты С. т.) всех реальных тел зависит от λ (селективное поглощение) и T , поэтому их можно считать серыми лишь в интервалах λ и T , где коэф. $\alpha_{\lambda,T}$ прил. постоянен. В видимой области спектра свойствами С. т. обладают каменный уголь ($\alpha_{\lambda,T} = 0,80$ при 400—900 К), сажа ($\alpha_{\lambda,T} = 0,94-0,96$ при 370—470 К); платиновая и висмутовая черни поглощают и излучают как С. т. в наиб. широком интервале λ — от видимого света до 25—30 мкм ($\alpha_{\lambda,T} = 0,93-0,99$).*

С. т. является источником т. и. серого излучения — теплового излучения, одинакового по спектральному составу с излучением абсолютно черного тела, но отличающегося от него меньшей энергетич. яркостью. К серому излучению применимы законы излучения абсолютно черного тела — *Планка закон излучения, Вина закон излучения, Рэлея — Джинса закон излучения*. Появляе С. т. применяется в *пирометрии оптической*.

СЕЧЕНИЕ (эффективное сечение) — величина, характеризующая вероятность перехода системы двух сталкивающихся частиц в результате их рассеяния (упругого или неупругого) в определенное конечное состояние. С. σ равно отношению числа dN таких переходов в единицу времени к плотности nV потока рассеиваемых частиц, падающих на мишень, т. е. к числу частиц, проходящих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к их скорости v (n — плотность числа падающих частиц): $d\sigma = dN/nv$. Т. о., С. имеет размерность площади. Разл. типам переходов, наблюдаемых при рассеянии частиц, соответствуют разные С. Упругое рассеяние частиц характеризуют дифференциальным сечением $d\sigma/d\Omega$, равным отношению числа частиц, упруго рас-

сеянных дифференциального сечения, взятому по полному телесному углу. На рис. схематически изображен процесс упругого рассеяния точечных «классич.» частиц на шарике радиуса R_0 с «абсолютно жесткой» поверхностью; полное С. рассеяния равно геом. сечению шарика: $\sigma = \pi R_0^2$.

При наличии неупругих процессов полное С. складывается из С. упругих и неупругих процессов. Для более детальной характеристики рассеяния вводят С. для отд. типов (каналов) неупругих реакций. Для *многочисленных процессов* важное значение имеют т. н. и. к. л. в. и в. м. сечения, описывающие вероятность появления в данном столкновении к-л. определ. частицы или группы частиц.

Если взаимодействие между сталкивающимися частицами велико и быстро падает с увеличением расстояния, то С. по порядку величины, как правило, равно квадрату радиуса действия сил или геом. сечению системы; однако вследствие специфич. квантовомехан. явлений С. могут весьма существенно отличаться от этих значений (напр., в случаях резонансного рассеяния и *Рамзауэра эффекта*).

Эксперим. измерения С. рассеяния дают сведения о структуре сталкивающихся частиц. Так, измерения угл. зависимости С. упругого рассеяния α -частиц атомами позволили открыть атомное ядро, а С. упругого рассеяния электронов нуклонами — определить радиусы нуклонов и распределение в них электрич. заряда и магн. момента (т. н. эл.-магн. *форм-факторы*). Изучение С. *слабого неупругого процесса* рассеяния лептонов на нуклонах обнаружило составляющие их «точечные» частицы достаточно малых размеров — *нуклоны*.

В квантовой теории С. равно квадрату модуля *амплитуды рассеяния*. Полное С. рассеяния связано с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол *оптической теоремой*.

Понятие С. используется также в кинетич. ур-ниях, описывающих неравновесные процессы в статистич. физике.

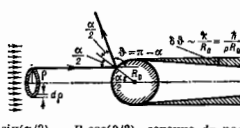
С. С. Герштейн.

СЖАТИЕ — см. *Растяжение*.

СЖАТОЕ СОСТОЯНИЕ электромагнитного поля — состояние поля, при к-ром дисперсия флуктуаций канонически сопряженных компонент поля не равна. Возможны классич. и квантовые С. с. В первом случае оказываются неравными дисперсии квадратур классич. флуктуаций (см. [1], с. 125); для квантового С. с. дисперсия любой одной канонически сопряженной компоненты меньше дисперсии в когерентном состоянии. Понятие С. с. возникло в процессе изучения (1960—70-е гг.) статистич. характеристик излучения (долазерные эксперименты по коррелиям интенсивности), детального исследования необычных свойств лазерного света. Различают С. с. квадратурно-сжатые и состояния с подавленными флуктуациями числа фотонов или фотона.

Для когерентного состояния поля характерно пуассоновское распределение фотонов $p(n) = (\bar{n}^n/n!)e^{-\bar{n}}$ с дисперсией $\sigma^2 = \bar{n}$. В поле с меньшей дисперсией флуктуаций подавлены квантовые флуктуации интенсивности, *статистика фоточетов* сглажена во времени. В этом случае распределение фотонов более узкое, чем пуассоновское, и такое поле наз. с. субпуассоновским. Уровень шума детектирования излучения с субпуассоновской статистикой фотонов оказывается ниже уровня *дрового шума*. Поэтому использование эл.-магн. полей с субпуассоновской статистикой представляет интерес для высокочувств. и высокоточных измерений, в оптич. связи и спектроскопии.

Схематичное представление С. с. на фазовой плоскости дано на рис. 1. Векторами обозначены ср. амплитуды, пунктиром — область неопределенности *когерент-*



Схема, поясняющая упругое рассеяние «классич.» частицы на «абсолютно твердом» шарике. Рассеяние на угол $\theta = \pi - \alpha$ отвечает центральный параметр $\sigma = R_0 \sin(\alpha/2) = R_0 \cos(\theta/2)$, сечение $d\sigma$ рассеяния в телесный угол $d\Omega = 2\pi r \sin\theta d\theta$ равно площади заштрихованного кольца: $d\Omega = 2\pi r d\sigma / (r^2 \sin\theta)$, т. е. дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega = R_0^2/4$, а полное сечение упругого рассеяния равно геом. сечению шарика: $\sigma = \pi R_0^2$. При учёте квантовых (волновых) свойств частиц сечение получается иным. В предельном случае $\lambda \gg R_0$ ($\lambda = h/p$ — длина волны де Бройля частицы, p — её импульс) рассеяние сферически симметрично, а полное сечение в 4 раза больше классического: $\sigma = 4\pi R_0^2$. При $\lambda < R_0$ рассеяние на концы угла ($\theta \approx 0$) напоминает классическое, однако под очень малыми углами $\theta \sim \lambda/R_0$ происходит волновое «дифракционное» рассеяние с сечением πR_0^2 ; т. о., полное сечение с учётом дифракции вдвое больше классического $\sigma = 2\pi R_0^2$.

сеянных в единицу телесного угла, к потоку падающих частиц ($d\Omega$ — элемент телесного угла), и по λ и μ упругим сечением σ , равным интегралу

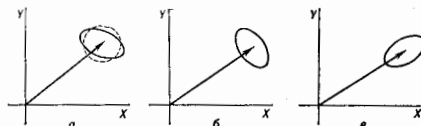


Рис. 1. Схематичное представление сжатых состояний электромагнитного поля на фазовой плоскости: а — произвольная ориентация эллипса сжатия; б — подавлены амплитудные флуктуации; в — подавлены фазовые флуктуации.

ного состояния, эллипсами — области неопределённости С. с. При соответствующей ориентации эллипса сжатия относительно регулярной составляющей поля возможно подавление как амплитудных (рис. 1, б), так и фазовых (рис. 1, в) флуктуаций.

В квантовой оптике напряжённость однодмодового электрич. поля описывается оператором

$$\hat{E} = C[\hat{X} \sin(\omega t - kz) + \hat{Y} \cos(\omega t - kz)],$$

где \hat{X} и \hat{Y} — операторы квадратур:

$$\hat{X} = (a + a^\dagger)/2, \quad \hat{Y} = (a - a^\dagger)/i2,$$

ω — частота, k — волновое число, z — направление распространения излучения, $C = \text{const}$, а и a^\dagger — операторы уничтожения и рождения фотона. Операторы квадратур удовлетворяют коммутат. соотношению $[\hat{X}, \hat{Y}] = i/2$, а их дисперсии $\sigma_X^2 = \langle \Delta \hat{X}^2 \rangle$, $\sigma_Y^2 = \langle \Delta \hat{Y}^2 \rangle$ — соотношению неопределённости

$$\frac{\sigma_X^2 \sigma_Y^2}{X Y} \geq 1/16,$$

$\Delta \hat{X} = \hat{X} - \langle \hat{X} \rangle$, $\langle \hat{X} \rangle = \langle \psi | \hat{X} | \psi \rangle$, $|\psi\rangle$ — вектор состояния поля, $\langle \dots \rangle$ — квантовомеханич. усреднение. В когерентном и вакуумном состояниях $\sigma_X^2 = \sigma_Y^2 = 1/4$. В квантовом С. с. флуктуация одной из квадратур, напр., $\sigma_X^2 < 1/4$, тогда как $\sigma_Y^2 > 1/4$ или наоборот.

В случае классич. флуктуаций операторы a , a^\dagger заменяются комплексными амплитудами A , A^* , при этом квадратуры

$$X = (A + A^*)/2, \quad Y = (A - A^*)/i2.$$

При классич. сжатии $\sigma_X^2 \neq \sigma_Y^2$.

Поля в С. с. являются периодическими нестационарными [1], в чём легко убедиться, используя классич. описание. Полагая квадратуры некоррелированными, для ср. интенсивности поля имеем:

$$\langle E^2 \rangle = \left[\sigma_X^2 + \sigma_Y^2 + \left(\sigma_Y^2 - \sigma_X^2 \right) \cos 2(\omega t - kz) \right] / 2.$$

Методы получения сжатых состояний основываются на нелинейных радиофиз. и оптич. процессах. В оптике С. с. может возникать в трёх- и четырёхчастотных параметрич. взаимодействиях (см. *Взаимодействие световых волн*), при генерации высших гармоник, в эффектах самодействия, комбинац. рассеяния, многофотонных процессах и т. п. Возможно также непосредств. создание высокостабильных лазерных источников излучения, в к-рых подавление квантовых флуктуаций осуществляется либо депрессией шумов накачки, либо введением отрицат. обратной связи.

Преобразование вакуумного или когерентного состояния, к-рому соответствуют операторы a и a^\dagger , в сжатое (соответственно операторы b и b^\dagger) описывается операторным ур-нием в представлении Гейзенберга:

$$b = \mu a + \nu a^\dagger, \quad b^\dagger = \mu^* a^\dagger + \nu^* a, \quad (1)$$

где μ и ν — постоянные, удовлетворяющие соотношению $|\mu|^2 - |\nu|^2 = 1$. Тогда дисперсии флуктуаций квадратурных компонент

$$\sigma_X^2 = |\mu - \nu|^2/4, \quad \sigma_Y^2 = |\mu + \nu|^2/4. \quad (2)$$

Преобразование вакуумного состояния в сжатое иначе можно записать как [2]:

$$|\alpha, \xi\rangle = D(\alpha) S(\xi) |0\rangle, \quad (3)$$

где $|0\rangle$ — вектор вакуумного состояния, а $D(\alpha)$ и $S(\xi)$ — операторы сдвига и сжатия:

$$D(\alpha) = \exp(\alpha a^\dagger - \alpha^* a), \quad (4)$$

$$S(\xi) = \exp\left(\frac{1}{2} \xi (a^\dagger)^2 - \frac{1}{2} \xi^* a^2\right),$$

а ξ и ξ^* — в общем случае комплексные числа.

Состояние $|0\rangle = S(\xi)|0\rangle$ принято называть вакуумным С. с. ($\alpha = 0$).

С. с. возникает, напр., при вырожденном параметрич. взаимодействии. В поле интенсивной классич. накачки параметрич. усиление слабого сигнала описывается ур-нием для операторов в представлении Гейзенберга:

$$da/dz = \beta a^\dagger, \quad (5)$$

где β — комплексный коэф., зависящий от нелинейных свойств среды и амплитуды накачки. Решение (5) имеет вид:

$$a(z) = a_0 \text{ch } \Gamma z + e^{i\theta} a_0^\dagger \text{sh } \Gamma z, \quad (6)$$

где $\Gamma = |\beta|$, $\theta = \arg \beta$, а операторы a_0 и a_0^\dagger — параметры на входе нелинейной среды.

Операторы квадратур преобразуются следующим образом:

$$\hat{X}(z) = (\text{ch } \Gamma z + \text{coshsh } \Gamma z) \hat{X}_0 + (\text{sinhsh } \Gamma z) \hat{Y}_0, \quad (7)$$

$$\hat{Y}(z) = (\text{ch } \Gamma z - \text{coshsh } \Gamma z) \hat{Y}_0 + (\text{sinhsh } \Gamma z) \hat{X}_0.$$

Аналогичные соотношения получаются и при полностью классическом описании параметрич. усиления (с заменой операторов комплексными амплитудами). Согласно (7), дисперсии квадратур при $\theta = 0$

$$\sigma_X^2(z) = \sigma_X^2(0) e^{2\Gamma z}, \quad \sigma_Y^2(z) = \sigma_Y^2(0) e^{-2\Gamma z}, \quad (8a)$$

а при $\theta = \pi$

$$\sigma_X^2(z) = \sigma_X^2(0) e^{-2\Gamma z}, \quad \sigma_Y^2(z) = \sigma_Y^2(0) e^{2\Gamma z}. \quad (8б)$$

Поведение квадратур, т. о., существенно зависит от фазы накачки θ . Фазовая селективность рассматриваемого параметрич. процесса — важнейшая его особенность, исследованная в радиодиапазоне в пач. 1960-х гг. [4]. Тогда же были продемонстрированы возможности управления статистик. характеристиками эл.-магн. полей, снижения уровня фазовых флуктуаций, улучшения характеристик систем выделения сигнала из шума. Действительно, при соответствующей ориентации эллипса сжатия на фазовой плоскости, регулируемой выбором фазы накачки, подавление флуктуаций квадратуры приводит к снижению фазовых флуктуаций. Это просто показать на примере классич. С. с. Пусть напряжённость поля (эллипс ориентирован вдоль оси X)

$$E = \langle \hat{X} \rangle + \Delta X \sin(\omega t - kz) + \Delta Y \cos(\omega t - kz) \quad (9)$$

или

$$E = \rho \cos \varphi,$$

$$\rho^2 = \langle (X) + \Delta X \rangle^2 + \langle \Delta Y \rangle^2, \quad \text{tg} \varphi = \langle \Delta Y \rangle / \langle (X) + \Delta X \rangle \approx \Delta Y / \langle X \rangle. \quad (10)$$

Флуктуации фазы φ связаны с флуктуациями квадратуры Y . Подавление флуктуаций ΔY приводит к изменению функции распределения фазы $w(\varphi)$. В связи с этим если метод исследования С. с. в радиодиапазоне состоит в измерении распределения $w(\varphi)$ [4].

Г возникновению С. с. приводит также эффект самовоздействия. При распространении излучения в среде с кубичной нелинейностью появляется фазовая добавка, пропорц. числу фотонов $n_0 = a^+ a_0$ (эффект фазовой *само модуляции света*). Для одностороннего излучения этот эффект описывается ур-нием

$$a_1(z) = \exp(-i \gamma n_0 z) a_0, \quad (11)$$

где коэф. γ определяется кубичной нелинейностью среды. В случае исходного когерентного состояния $\langle z \rangle$ с амплитудой α , где α — собств. значение оператора $a_0(z) = \alpha |z\rangle$, и оптм. фазы сигнала $\varphi = \text{arg} \alpha$, удовлетворяющей соотношению $\varphi = (1/2) \text{arg} \gamma \alpha^2 - \psi$, $\psi = \gamma |\alpha|^2 z$, минимальная дисперсия квадратуры

$$\sigma_X^2 = \langle (1 + \psi^2)^{1/2} - \psi \rangle^2 / 4.$$

При этом дисперсия второй квадратуры максимальна:

$$\sigma_Y^2 = \langle (1 + \psi^2)^{1/2} + \psi \rangle^2 / 4.$$

При нелинейном оптич. преобразовании (11) статистика фотонов не меняется: $n(z) = a^+(z)a(z) = n_0$. Однако интерференция поля, выходящегося в когерентном состоянии, с полем, преобразованным согласно (11), позволяет получить излучение с субгауссоновской статистикой [4].

Для регистрации С. с. оптич. излучении обычно используется балансное гомотинное детектирование (рис. 2). Сжатый свет, к-рому соответствуют операторы

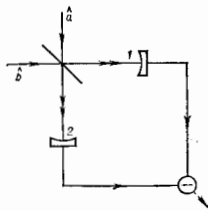


Рис. 2. Схема балансного гомотинного фотодетектирования: 1 и 2 — фотоприёмники в каналах.

a и a^+ , смешивается с мощным когерентным излучением гетеродина (операторы b и b^+). Операторы уничтожения, описывающие излучение в каждом из каналов (индексы «1» и «2») после смешения, имеют вид:

$$a_1 = (a+b)/\sqrt{2}, \quad a_2 = (-a+b)/\sqrt{2}.$$

Для фотоприёмника с единичным квантовым выходом оператор разностного фототока равен

$$I = a_1^+ a_1 - a_2^+ a_2 = a^+ b + b^+ a \approx \langle b \rangle a^+ + \langle b \rangle^* a.$$

Приближённая часть выражения соответствует значению гетеродина в случае, когда его можно описывать классически: $\langle b^+ b \rangle \gg 1$. Подбором фазы гетеродина $\theta = \text{arg} \langle b \rangle$ можно добиться того, чтобы разностный фоток определялся лишь одной из квадратур регистрируемого поля, напр.

$$I = \langle b \rangle (a + a^+) = 2 \langle b \rangle \langle X \rangle,$$

а его дисперсия — дисперсией этой квадратуры:

$$\langle \Delta I^2 \rangle = 4 \langle b \rangle^2 \sigma_X^2.$$

Если на входе гетеродина излучение в С. с. отсутствует, то дисперсия определяется вакуумными флуктуациями ($\sigma_X^2 = 1/4$) и уровень дробового шума описывается ф-лой Шоттки. При подаче на смеситель излучения в С. с. уменьшается дробовой шум детектирования. Др. способ исследования С. с. базируется на регистрации усвоенной квадратуры компоненты. При сильном сжатии классич. и многомоновое квантовое С. с. обладает фазосопряжённым спектром, т. е. фазы фурье-компонент поля, расположенных симметрично относительно ср. частоты, комплексно сопряжены (равны но абс. величине, но имеют разные знаки). Это свойство приводит к тому, что при удвоении частоты широкополосного спектра С. с. в спектре второй гармоники формируется очень узкий пик [4]. Квантовая трактовка этого явления — смещение коррелиров. пар фотонов, рождаемых при параметрической люминесценции.

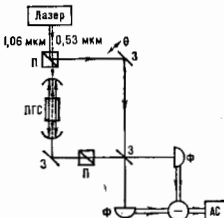


Рис. 3. Схема эксперимента по генерации сжатых состояний: адьюктивный лазер генерирует излучение на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм (сплошные линии) и на $\lambda = 0,53$ мкм (штриховая линия); перемещением одного из плоских зеркал вносится фазовый сдвиг; П — поляризатор; З — зеркало; Ф — фотодиод; АС — анализатор спектра; ПГС — параметрический генератор света.

Ярким подтверждением существования квантовых С. с. явился эксперимент [5], схема к-рого приведена на рис. 3. Здесь реализовано коллинеарное трёхфотонное параметрич. взаимодействие в оптич. резонаторе в донорном режиме. Излучение накачки ($\lambda \approx 0,53$ мкм), представляющее собой вторую гармонику задающего лазера на графите с неодимом, поступает в резонатор, где генерируется С. с. на $\lambda = 1,06$ мкм. Одновременно излучение задающего лазера с $\lambda = 1,06$ мкм отщепляется от оси пучка и смешивается с излучением в С. с. в схеме балансного гомотинного детектирования. Оси. результат эксперимен-

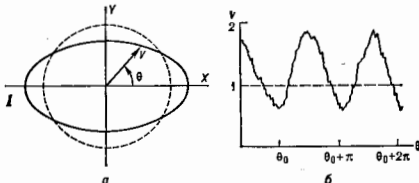


Рис. 4. Зависимость напряжения шумов разностного фототока от фазы гетеродина: а — область квантовой неопределенности; б — результат эксперимента. Пуантирные линии показывают уровень дробового шума и соответствующее ему вакуумное состояние (его область квантовой неопределенности).

та, заключающийся в появлении провалов под уровнем дробового шума, представлен на рис. 4, где изображена зависимость напряжения шума фототока от фазы гетеродина. Глубина провалов составляет прибл. 50%.

Ост. причинами, препятствующими достижению глубокого сжатия, кроме тех шумов являются любые потери малочислен (в т. ч. и вследствие неединичного квантового выхода фотоприёмников), а также многомодовость реальных световых пучков, ограничивающих в пространстве, так и во времени. Деструктивная роль потерь объясняется их вероятностным характером: потери в пучке с нек-рой вероятностью осуществляются извне априори неизвестных фотонов, и их поток, первоначально определенным образом упорядоченный, приобретает случайный характер, что и снижает глубину сжатия. В многомодовом излучении каждая мода может быть «сжата» по-своему, т. е. иметь разл. эффективность и ориентацию эллипса сжатия на фазовой плоскости. Поскольку при регистрации происходит аддитивное сложение мод, в результирующей картине возникает «размазывание» сжатия. Тем не менее возможно появление С. с. в сверхкоротких импульсах, спектр сжатия к-рых широкополосный. Это выгодно отличается от генерации С. с. в резонаторах, где сжатие проявляется лишь до нанодиапаза МГц.

Эфф. формирование импульсов сжатого света возможно в процессе параметрич. усиления в поле импульсной накачки [6], а также в оптич. солитонах за счёт фазовой самомодуляции [4], необходимой для их формирования.

С. с. эл.-магн. поля достигается также подавлением квантовых флуктуаций в лазерах, при этом, как правило, генерируется свет с суббуассоновской статистикой фотонов, являющийся частным случаем С. с. Между интенсивностью генерируемого излучения и накачкой устанавливаются отрицат. обратную связь. Здесь необходимо применение методов квантовых невозмущающих измерений интенсивности, чтобы не разрушить акт измерения суббуассоновского состояния. Возможны, напр., два варианта реализации таких измерений. Первый предполагает использование среды с кубичной нелинейностью, в к-рой при распространении генерируемого излучения осуществляется фазовая самомодуляция. Возникающий нелинейный фазовый набег регистрируется при прохождении той же среды слабым пробным пучком с последующим его гетеродинамич. измерением. В результате фазовая модуляция пробного пучка переходит в амплитудную, к-рая и используется в линии обратн. связи лазерной накачки. Второй вариант заключается в управлении накачкой невырожденного параметрич. генератора. При этом используется жесткая взаимная корреляция фотонов в сигнальной и холостой волнах: они рождаются только одновременно. Фоток детектора, регистрирующего холостую волну, поступает в линию обратн. связи, регулирующей мощность накачки, тем самым стабилизируя амплитуду сигнальной волны. Последнее и приводит к возникновению в ней суббуассоновской статистики фотонов.

Генерировать суббуассоновский свет можно также стабилизируя квантовые флуктуации тока накачки полупроводникового лазера. Достичь суббуассоновской статистики электрич. сигнала (электронов) сравнительно несложно, напр. с помощью эффекта Кулона в электронно-лучевой трубке. При высокой эффективности преобразования заряд. частиц тока накачки в искусственные фотоны (неединичная эффективность эквивалента потерям) суббуассоновское состояние накачки переходит в генерируемый свет, т. е. из радиодиапаза в оптич.ский. Можно использовать и обратн. фотоэффект Франка — Герца, однако эффективность преобразования при этом оказывается ниже.

Подавление шума, связанного с созданием инверсной населенности в лазере, достигается также применением мощной импульсной периодич. накачки, к-рая переводит все электроны на верх. уровень рабочего перехода. При этом также создаются необходимые предпосылки для генерации суббуассоновского света.

До сих пор обсуждалось формирование С. с. эл.-

магн. поля во времени. В общем случае можно говорить о пространственно-временном сжатии [4, 7], характеризующем области пространственных и временных частот, в к-рых квантовые флуктуации подавлены. Наглядным является пример пространственного сжатия при вырожденном параметрич. усилении когерентных волн с неколлинеарной геометрией взаимодействия. Сжатие в сигнальной и холостой волнах в отдельности отсутствует, но оно возникает при их интерференции с разностью фаз, кратной l . В частности, макс. сжатие проявляется в интерференц. максимумах. Число интерференц. полос на единицу длины определяет пространственную частоту сжатия. При параметрич. взаимодействии пучков с конечной апертурой пространственный спектр сжатия, очевидно, более сложный.

Лит.: 1) А. М. Минин, С. А. Дьячков, Ю. Е. Черкин, А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; 2) Смирнов Д. Ф., Трошин А. С. Новые явления в квантовой оптике, «УФН», 1987, т. 153, с. 233; 3) Клямкин Д. Н., Фотоны и нелинейная оптика, М., 1980; 4) А. М. Минин, С. А. Ветчинский, В. А. В., Черкин, А. С. Физическая нестабильность и мультистабильность в сосредоточенных и распределенных системах: классическая и квантовая аспекты, в кн. Новые физические принципы оптической обработки информации, под ред. С. А. Азимова, М. А. Воронцова, М., 1990; 5) W. U. L. и др. Generation of squeezed states by parametric down conversion, «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 57, p. 2520; 6) Slusher R. E. и др. Pulsed squeezed light, «Phys. Rev. Lett.», 1987, v. 59, p. 2588; 7) Колдобов М. И., Соколов И. В., Поведение сжатых состояний света в пространстве и квантовые шумы оптических изображений, «ЖЭТФ», 1989, т. 96, с. 1945; 8) Клямкин С. Я., Квантовая оптика. Поля и их детектирование, Минск, 1990; 9) Бемков В. П., Основные особенности сжатого света, «УФН», 1991, т. 161, № 10, с. 145; 10) Ташманов М. К., Сала Б. Э. А., Сжатые состояния света, «УФН», 1991, т. 161, № 4, с. 161.

А. В. Белицкий, А. С. Черкин.
СЖИЖЕНИЕ ГАЗОВ — проводится при охлаждении их ниже критич. темп-ры T_K (см. Критическая точка). С. г. критич. темп-рой выше темп-ры окружающей среды (Cl_2 , NH_3 , CO_2 и др.) проводится сжатием их в компрессорах и последующей конденсацией в теплообменниках, охлаждаемых водой или холодильным раствором. Для С. г. с критич. темп-рой ниже темп-ры окружающей среды их предварительно охлаждают с помощью соответствующих холодильных (криогенных) циклов.

Идеальный цикл С. г. приведен на рис. 1: 1—2 — изобарич. охлаждение газа от темп-ры T_0 до темп-ры T_K начала конденсации (T_K ниже T_K), изотерма 2—0 — конденсация газа; 0—3 — изотермич. сжатие газа, 3—0 — адиабатич. его расширение. Площадь под 1—2—0

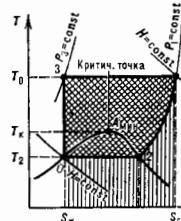


Рис. 1. T — S диаграмма идеального цикла сжижения газов (p — давление, H — энтальпия).

соответствует отводной при С. г. теплоте, площадь внутри 1—2—0—3 — мин. работа $A_{мин}$ С. г.:

$$A_{мин} = T_0(S_T - S_K) - (H_T - H_K),$$

где S_T , S_K — энтропия, H_T , H_K — энтальпия газа и жидкости соответственно.

Давления, необходимые для идеального цикла С. г., составляют сотни тысяч атм, поэтому на практике цикл неосуществим. Реальные затраты энергии при С. г. обычно превышают $A_{мин}$ в 5—10 и более раз.

Совр. методы С. г. основаны на охлаждении предварительного сжатого газа при Джоуля — Томсона эфф.

факте (т. е. при дросселировании — пропускании газа через пористую перегородку, краев, вентиль), изотропич. расширению газа с совершением внеш. работы в детандере и при выпуске газа из сосуда пост. объёма (выхлоп). Процесс дросселирования необратим, идёт с возрастанием энтропии по закону: $H = \text{const}$. Инверсионная темп-ра всех газов (темп-ра, при к-рой положит. эффект Джоуля — Томсона становится отрицательным и газ начинает нагреваться!), кроме H_2 , Ne и He , на сотни градусов выше темп-ры окружающей среды, и поэтому они могут быть охлаждены и сжижены простым дросселированием. Инверсионные темп-ры H_2 , Ne и He значительно ниже комнатных, поэтому их предварительно охлаждают (H_2 и Ne — жидким азотом, He — жидким водородом).

Термодинамически наиб. эффективен метод С. г. с помощью детандера; этот метод в пром. установках является основным. В поршневых детандерах сжатый газ движет поршень и охлаждается, в турбодетандерах — вращает турбину. В большинстве случаев после детандера газ дополнительно охлаждают дросселированием. Процесс расширения газа в детандере: $S = \text{const}$.

На рис. 2 приведены типовая схема установки для С. г. (а) и $T-S$ -диаграмма (б) термодинамич. процессов в ней. После сжатия в компрессоре (1—2) и предварит. охлаждения на теплообменнике (2—3) поток сжатого газа делится на два: поток M отводится в детан-

Подвергаемые сжижению газы должны быть очищены от примесей, к-рые имеют тем-ру замерзания более высокую, чем в цикле сжижения данного газа, и, затвердевая, могут закупорить теплообменную аппаратуру. Сжижение газов (N, O_2, H_2 , природного газа и др.) — крупная отрасль хим. пром-сти.

Лит.: Справочник по физико-техническим основам криогеники, под ред. М. Д. Малова, 3 изд., М., 1985; Фрадков А. В., Что такое криогеника, М., 1991.

А. Е. Фрадков.

СЖИМАЕМОСТЬ — способность вещества изменить свой объём под действием всестороннего давления. С. обладают все вещества. Если вещество в процессе сжатия не испытывает хим., структурных и др. изменений, то при возвращении внеш. давления к исходному значению нач. объём восстанавливается. Именно обратимое изменение занимаемого веществом объёма V под равномерным гидростатич. давлением p и наз. обычно С. (объёмной упругостью). Величину С. характеризует коэф. С. β , к-рый выражает уменьшение единичного объёма (или плотности ρ) тела при увеличении p на единицу:

$$\beta = -\frac{1}{V} \left(\frac{\Delta V}{\Delta p} \right) = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\Delta \rho}{\Delta p} \right),$$

где ΔV и $\Delta \rho$ — изменения V и ρ при изменении p на величину Δp . $K = 1/\beta$ — модуль объёмной упругости (модуль объёмного сжатия, объёмный модуль); для твёрдых тел

$$K = EG/3(3G-E),$$

где E — модуль Юнга (см. *Модули упругости*), G — модуль сдвига. Для идеальных газов $K = p$ при любой темп-ре T . В общем случае С. вещества, а следовательно, K и β зависят от p и T . Как правило, β убывает при увеличении p и растёт с T . Часто С. характеризуют относит. плотностью $\sigma = \rho/\rho_0$, где ρ_0 — плотность при $T = 0^\circ C$ и $p = 1$ атм.

Сжатие может происходить как при пост. T (изотермически), так и с одновремен. разогрешением сжимаемого тела (напр., в адиабатном процессе). В последнем случае значения K будут большими, чем при изотермич. сжатии (для большинства твёрдых тел при обычной T и наиск. %).

Для оценки С. веществ в широком диапазоне p используют уравнения состояния, выражающие связь между p , V и T . Определяют С. непосредственно по изменению V под давлением (см. *Пьезометр*), из акустич. измерений скорости распространения упругих волн в веществе. Эксперименты в ударной волне позволяют установить зависимость между p и ρ при максимальных экспериментально полученных давлениях. С. находят также из измерений параметров кристаллич. решётки под давлением, производимых методами рентгеновского структурного анализа. С. можно определить, измеряя линейную деформацию твёрдого тела под гидростатич. давлением (по т. л. линейной С.). Для изотропного тела коэф. линейной С.

$$\frac{1}{L} \left(\frac{\Delta L}{\Delta p} \right) \approx \frac{1}{3} \beta,$$

где L — линейный размер тела.

С. газов, будучи очень большой при $p < 1$ кбар, по мере приближения их плотности к плотности жидкостей становится близкой к С. жидкостей. Последняя с ростом p уменьшается сначала резко, а затем меняется весьма мало: в интервале 6—12 кбар уменьшается примерно так же, как в интервале от 1 атм (10^{-3} кбар) до 1 кбар (примерно в 2 раза), при 10—12 кбар составляет 5—10% от нач. значения. При 30—50 кбар модули K жидкостей по порядку величины близки к K твёрдых тел. Для твёрдых тел при 100 кбар $\Delta\rho/\rho_0 \approx 15-25\%$. Для отд. веществ, напр. для шестичных металлов, $\Delta\rho/\rho_0 \sim 40\%$, для большинства др. металлов 6—15%. Линейная С. анизотропных веществ зави-

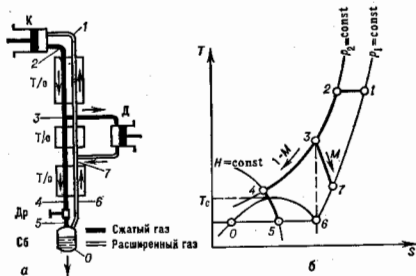


Рис. 2. Схема установки сжижения газов (а) и её $T-S$ -диаграмма (б); К — компрессор, Д — детандер, Т/б — теплообменники, Др — дроссель, Сб — сборник.

дер, где, расширяясь, производит работу, охлаждается (3—4) и охлаждает вторую часть сжатого газа 1 — M , к-рый затем дросселируется и сжижается. Теоретич. расширение газа в детандере должно протекать при пост. энтропии (3—6), однако в результате разл. потерь реально идёт процесс 3—7. В крупных установках С. г. применяют неск. детандеров, работающих в разных температурных интервалах. Спец. устройство позволяет получать сжиженный газ непосредственно в самом детандере и обходиться без дроссельной ступени.

Для сжижения небольших кол-в газа используют криогенно-газовые машины, представляющие собой комбинацию компрессора, теплообменного аппарата и детандера. С. помощью таких машин получают темп-ры до 10 К, т. е. достаточно низкие для сжижения всех газов, кроме гелия (для сжижения гелия пристраивается доплнит. дроссельная ступень). В небольшом объёме С. г. может производиться при охлаждении испаряющейся жидкостью с более низкой (чем получаемая) темп-рой кипения. Так, с помощью жидкого азота можно сжимать кислород, аргон, метан и др. газы, с помощью жидкого водорода — неон. Такой процесс энергетически невыгоден и применяется только в лаб. условиях.

сит от кристаллографич. направлений (во всяком случае, до давлений в десятки кбар), причём вдоль направлений со слабым межмеханизмом взаимодействием она может в 8–10 раз превосходить С. по направлениям, вдоль к-рых в кристаллич. решётке более сильная связь; износные параметра решётки в этих направлениях в определ. интервале p может быть даже положительными (теллур, селен). С. — важнейшая характеристика вещества, к-рая позволяет судить о зависимости физ. свойств от межмеханизмов (межмолекулярных) расстояний. Знание С. газов (паров), жидкостей и твёрдых тел необходимо для расчёта работы тепловых машин, химико-технол. процессов, действия взрыва, аэро- и гидродинамич. эффектов, наблюдающихся при движении с большими скоростями, и т. д.

Лит.: В а р г а ф т и я Н. В., Справочник по тепловизионным свойствам газов и жидкостей, 2 изд., М., 1972; Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976; см. также лит. при ст. Давление выское.

СИГМА-МОДЕЛИ (σ -модели) — модели теории поля, в к-рых m скалярных полей φ^i ($i = 1, \dots, m$) могут рассматриваться как задающие отображение $\varphi: R^d \rightarrow M$ d -мерного пространства-времени R^d (произвольной сигнатуры) в нек-рое многообразие M размерности m с метрикой $g_{ij}(\varphi)$, причём действие имеет вид:

$$S = \int_{R^d} \frac{1}{\lambda^2} g_{ij}(\varphi) \partial_\mu \varphi^i \partial^\mu \varphi^j d^d x \quad (\mu=1, \dots, d). \quad (1)$$

Здесь λ — безразмерная константа связи, x — точка d -мерного пространства-времени, $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$, $\partial^\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$ (по совпадающим верх. и ниж. индексам предполагается суммирование).

Исторически первая С.-м. возникла как эфф. теория безмассовых возбудений в следующей задаче. Рассмотрим теорию $(m+1)$ -компонентного поля n с дей-

$$S = \int \left\{ \frac{1}{\lambda^2} \partial_\mu \sigma_n \partial^\mu \sigma_n + V(\sigma^2) \right\} d^d x. \quad (2)$$

Если потенциал $V(\sigma^2)$ обладает минимумом при $\sigma^2 = 1$, то вблизи минимума имеются одно массовое поле, описывающее флуктуации модуля $|\sigma|$, и m безмассовых полей, описывающих флуктуации направления поля n с сохранением величины $\sigma^2 = 1$. Безмассовые поля допускают интерпретацию как координаты φ^i ($i = 1, \dots, m$) на сфере $\sigma^2 = 1$, и вклад полей φ^i в действие (2) дается φ -флор (1), где $g_{ij}(\varphi)$ — индуцируемая метрика на сфере. Первое приложение этой схемы было связано с теорией трёх псевдоскалярных π -мезонов, к-рые отождествлялись с полями φ^i в случае $m = 3$, а роль массового поля $|\sigma|$ играла т. н. σ -частица, к-рая и дала назв. модели. Дальнейшее развитие в этом направлении привело к *Скиржа модели*, эффективно описывающей низкоэнергетич. предел *квантовой хромодинамики* (КХД) и физико адронов.

С.-м. с действием (1) допускает два обобщения. Во-первых, вместо плоского d -мерного пространства-времени R^d можно рассматривать искривлённое. При этом в (1) появится метрика (гравитац. поле) $G_{\mu\nu}(x)$ и действие приобретёт вид:

$$S = \int \frac{1}{\lambda^2} g_{ij}(\varphi) \partial_\mu \varphi^i \partial^\mu \varphi^j G^{\mu\nu}(x) \sqrt{G} d^d x \quad (3)$$

($G = \det G^{\mu\nu}$). Имеет смысл также рассматривать пространство-время произвольной топологии. Такие теории лучше всего изучены в случае $d = 2$, они играют значит. роль в совр. теории струн (см. *Струн теория*). Для струнных приложений представляются также интерес С.-м., в к-рых M не являются многообразиями, а могут иметь разл. рода сингулярности, при этом действие должно быть доопределено в сингулярных точках. Во-вторых, при нек-рых значениях d (напр., $d = 1, 2$) можно рассматривать суперсимметричные (см. *Суперсимметрия*) С.-м., в к-рых x^μ заменяются на координаты x^μ, θ в *суперпространстве* (θ — нечётная коорди-

ната), а поля $\varphi^i(x)$ — на суперполя $\Phi^i(x, \theta) = \varphi^i(x) + \theta \psi^i(x)$. Здесь ψ^i — фермионные компоненты суперполей, к-рые можно интерпретировать как касательные векторы к многообразию M .

Совр. интерес к С.-м. объясняется гл. обр. их прямой связью с геометрией. Геом. структуры на многообразии M проявляются в физ. свойствах соответствующих С.-м. Напр., если M — однородное многообразие, $M = G/H$, то С.-м. (1) может быть альтернативным образом описана как С.-м. на $M = G$, взаимодействующая с дополнит. *калибровочными полями*, отвечающим группе H . Это одно из обстоятельств, связывающих С.-м. с теориями *Янга — Миллса полей*. Другие яркие примеры проявления геометрии M в структуре С.-м. связаны с суперсимметричными С.-м. В случае $d = 2$ С.-м. обладает расширенной ($N = 2$)-суперсимметрией, если многообразие M калерово, и ($N = 4$)-суперсимметрией, если M гиперклерово (см. *Симметрическое многообразие*). В случае $d = 4$ суперсимметричные С.-м. существуют только на калеровых многообразиях, а для ($N = 2$)-суперсимметрии требуется гиперклерово многообразие. Несколькими иными ограничения на геометрию M возникает, если строить суперсимметричную С.-м., взаимодействующую с *супергравитацией* (т. е. суперобобщение действия (3)).

С.-м. являются удобным инструментом исследования общих свойств квантовой теории поля (КТП). Уже при $d = 1$ С.-м. позволяют исследовать проблему упорядочения операторов. В случае однородных многообразий или суперсимметричных С.-м. ставится и исследуется вопрос о совместности разл. способов упорядочения со свойствами симметрии теории. Мн. С.-м. при $d = 2$ оказываются очень похожими по своим свойствам на 4-мерные теории Янга — Миллса. В частности, имеются *асимптотическая свобода* и широкий спектр *непертурбативных явлений*, включая *спонтанное нарушение симметрии* и её восстановление, *инстантонные флуктуации* (см. *Инстантон*), образование конденсатов (в т. ч. фермионных пар в суперсимметричных С.-м.). Это позволяет оценивать применимость разл. непертурбативных методов, первоначально развитых для изучения явления *конфайнмента* в КХД (инстантонное исчисление, решётчатые и компьютерные вычисления и др.), на другом, значительно более простом примере двумерной теории.

Выше отмечалось, что С.-м. обычно возникают как эфф. теории безмассовых полей в более общих нелинейных теориях поля. В важных приложениях эти степени свободы отвечают коллективным возбуждениям и не входят в число первичных полей исходной теории. Чаще всего в С.-м. поля описывают квазичастицы, возникающие при спаривании фермионов. По существу таковы уюмивающиеся π -мезоны (составленные из кварка и антикварка, окружённых глюонным облаком). Др. важные примеры имеются в физике твёрдого тела (*квантовой Холла эффект*, модели *сверхпроводимости* и др.) и в теории элементарных частиц (*супергравитации* и др.).

С.-м., описывающие квазичастицы, чаще всего отличаются от моделей с действием (1) — (3) добавлением аномальных слагаемых, связанных с нетривиальностью гомотопич. групп $\pi_d(M)$ и $\pi_{d+1}(M)$ (см. *Топология*). В первом случае такие слагаемые в действии на т. о. нологически м, во втором — весс-аум-иновскими членами (J. Wess, B. Zumino, 1973). Первые изменяют непертурбативные свойства теории, вторые — проявляются в теории возмущений. Важный пример *топологического заряда* при $d = 2$ возникает уже в С.-м. на двумерной сфере, $M = S^2$, заданной условием $\sigma^2 = 1$:

$$\int n[\partial_\mu \sigma, \partial_\nu \sigma] \varepsilon^{\mu\nu} d^2 x \quad (4)$$

($\varepsilon^{\mu\nu}$ — антисимметрич. тензор, $\varepsilon^{12} = 1$). Выявление под интегралом (с учётом условия $\sigma^2 = 1$) является

полной производной, $\partial_x K^a$ (век-рого тока K^a) и интеграл $\int K^a dx^a$ определяет весс-зуминовский член в одномерной ($d=1$) С.-м. на $M = S^1$. Весс-зуминовский член при $d=2$ отвечает нетривиальной гомотопии, группе $\pi_2(M)$: в случае $M = S^2$ он связан с топологией характеристической отображения трёхмерной сферы в двумерную (известной в математике как инвариант Хопфа), а в случае $M = S^3$ — с топологическим зарядом, аналогичным (4).

При $d=2$ С.-м. является переформируемой КТП, несмотря на сильную нелинейность действия. При этом в зависимости от выбора многообразия M С.-м. в рамках теории возмущений может быть асимптотически свободной или иметь ренормализационное поведение, отвечающее нуль-зарядной ситуации (см. *Нуль-заряд*). Двумерная С.-м. имеет тождественно нулевую бета-функцию, если она обладает ($N=4$)-суперсимметрией. Этого же можно добиться введением весс-зуминовского или топологического члена с подходящим коэф. без обращения к суперсимметрии и гиперклареру многообразию.

Весс-зуминовские члены и топологич. заряды возникают в эффективных С.-м. как отражение аномалий исходных фермионных теорий. Важную роль в С.-м. играют также их собственные квантовые аномалии. Аномалиями могут быть d -мерная обскоординатная инвариантность в теории с действием (3), калибровочная N -симметрия в случае $M = G/H$, вейлевская симметрия $G_{\text{лев}} \rightarrow \rho^{\otimes 2}(x)G_{\text{лев}}$ (где $\varphi(x)$ — нек-рое вешественное поле), имеющаяся в теории с действием (3) при $d=2$.

Двумерные С.-м. с нулевой бета-функцией, являющиеся конформно-инвариантными (см. *Конформная инвариантность*), играют большую роль в теории струн, где они описывают всевозможные решения струнных уравнений движения. В настоящее время активно изучается вопрос о классификации всех конформно-инвариантных теорий и развиваются общие методы вычислений в конформных С.-м. Наиб. существ. продвижение в этом направлении достигнуто пока для более узкого класса ($N=2$)-суперконформных моделей при $d=2$, классификация к-рых близка к классификации осев-ностей в *катостроф теории*.

Лучше всего изучены одномерные С.-м. На совр. этапе исследований осн. внимание уделяется развитию теории двумерных С.-м., как из-за их относит. простоты, так и из-за явной связи с теорией Янга — Миллса и теорией струн. Общая матем. теория таких С.-м. должна включать в себя теорию бесконечномерных и квантовых *Ли алгебр*, но она ещё не разработана. Единый подход к изучению многомерных ($d > 2$) С.-м. пока отсутствует.

Лит.: Gell-Mann M., Lévy M., The axial vector current in β -decay, «Nuovo Cim.», 1960, v. 16, p. 705; Witten E., Superstring theory and Morse theory, J. Diff. Geom., 1982, v. 17, p. 581; P e t e r s o n A., Chiral models: geometrical aspects, «Phys. Repts», 1987, v. 146, p. 136.

А. Ю. Морозов.

СИГНАЛ в т е о р и и л и ф о р м а ц и и — физ. процесс, значения параметров к-рого отображают передаваемое сообщение. С., с одной стороны, определяется

соединением в С. осуществляется путём модуляции (рис.), обратный процесс, извлекающий сообщение из С., назв. демодуляцией.

Генератор носителя порождает процесс (назв. носителем), описываемый f -чей времени t :

$$f(t) = f(a, b, c, \dots, t).$$

Величины a, b, c, \dots представляют собой в отсутствие модуляции пост. параметры. В модуляторе эти инф-формат. параметры изменяются в зависимости от поступающего сообщения. Так, если сообщение — число, то приращение инф-формат. параметров пропорц. этому числу.

Если в качестве носителя выбрано гармонич. колебание, $f(t) = A \sin(\omega t + \varphi)$, то инф-формат. параметрами являются амплитуда A , частота ω и начальная фаза φ . Носитель $f(t)$, т. о., может быть подвергнут амплитудной (АМ), частотной (ЧМ) и фазовой (ФМ) модуляции. АМ широко применяется в телефонии, ЧМ — в телевидении, ФМ — в системах телеуправления и радиосвязи.

Если носителем является последовательность импульсов определ. формы, напр. прямоугольной, то инф-формат. параметрами будут амплитуда, полярность, длительность, частота следования.

При передаче по каналу S $S(t)$ взаимодействует с помехой $Z(t)$ — физ. процессом, вносящим дополнительные по сравнению с модуляцией изменения в значения его инф-формат. параметров.

Принятый сигнал $Y = \hat{V}(S, Z)$ отличается от $S(t)$, называемого полезным С., здесь \hat{V} — нек-рый оператор. В частном случае, когда оператор вырождается в сумму, $Y = S + Z$, помеха назв. аддитивной. Возможны и более сложные случаи — мультипликативная помеха, *замыкая* сигнала и т. д. Развиты теория и методы фильтрации, обнаружения, выделения полезного С. на фоне помех.

А. Н. Ефимов.

СИЛА в м е х а н и к е — величина, являющаяся осн. мерой механ. действия на данное материальное тело др. тел. Это действие вызывает изменение скоростей точек тела или его деформацию и может иметь место как при непосредств. контакте (давление прижатых друг к другу тел, трение), так и через посредство создаваемых телами полей (поле тяготения, эл.-магн. поле). С. F — величина векторная и в каждый момент времени характеризуется численным значением, направлением в пространстве и точкой приложения. Сложение сил производится по правилу параллелограмма. Действующая С. может быть постоянной (С. тяжести), а может определ. образом зависеть от времени (перем. зл.-магн. поле), скорости (С. сопротивления среды) и положения в пространстве точки приложения С. (С. тяготения). Прямая, вдоль к-рой направлена С., назв. линией действия С. Если тело можно рассматривать как недеформируемое (абсолютно твёрдое), то С. можно считать приложенной в любой точке на линии её действия.

Измерение С. производят статич. или динамич. методами. Статич. метод основан на уравновешивании измеряемой С. другой, заранее известной. Динамич. метод основан на законе динамики $m\dot{w} = F$, позволяющем, если известна масса m тела и измерено ускорение w его свободного поступат. движения относительно *инерциальной системы отсчёта*, найти силу F .

Единицами измерения С. служат ньютон (Н) или дин (дин); 1 дин = 10^{-8} Н и 1 кгс $\approx 9,81$ Н.

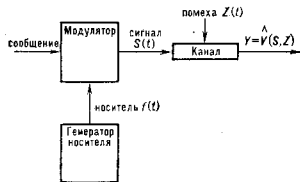
С. М. Таро.

СИЛА ЗВУКА — см. *Интенсивность звука*.

СИЛА ИЗЛУЧЕНИЯ — то же, что *энергетическая сила света*.

СИЛА ИНЕРЦИИ — векторная величина, численно равная произведению массы m материальной точки на её ускорение w и направленная противоположно ускорению. При криволинейном движении С. и. можно разложить на касательную, или тангенциальную, состав-

фа. природо. канала, по к-рому происходит его распространение (акустич., эл.-магн. и т. д.), с другой — параметрами, несущими сообщение, — и форм а ц и о н н ы м и параметрами С. Отображение



ляющую J_z , направленную противоположно масат. ускорению ω_z , и на нормальную, или центробежную, составляющую J_n , направленную вдоль г. нормали траектории от центра кривизны; число $J_z = m|\omega_z|$, $J_n = m\omega^2\rho$, где v — скорость точки, ρ — радиус кривизны траектории. При изучении движения по отношению к инерциальной системе отсчёта С. и. вводит для того, чтобы иметь формальную возможность составлять ур-ния динамики в форме более простых ур-ний статики (см. Д'Аламбера принцип, Кинематостатика).

Понятие о С. и. вводится также при изучении относительного движения. В этом случае, присоединив к действующим на материальную точку силам взаимодействия с др. телами переносную силу $J_{пер}$ и Корiolиса силу инерции, можно составить ур-ния движения этой точки в подвижной (внерциальной) системе отсчёта так же, как и в инерциальной. С. М. Тор.

СИЛА ОСЦИЛЛЯТОРА — безразмерная величина, через к-рую выражаются вероятности квантовых переходов в процессах излучения, поглощения и кулоновского возбуждения атомных, молекулярных или ядерных систем. С помощью С. о. находят вероятности спонтанного и вынужденного испускания и поглощения света, поляризуемости атомов, ширины уровней энергии и спектральных линий и др. важные характеристики систем. С. о. вводит для описания дипольных электрических и магнитных, а также электр. квадрупольных излучений [1—5]. В случае электронных переходов в атомах электр. дипольные С. о., как правило, порядка десятых долей единицы, а для магн. дипольных и электр. квадрупольных переходов — порядка 10^{-4} — 10^{-6} .

С. о. для электр. дипольного перехода между состояниями $|i\rangle$ и $|j\rangle$ с энергиями $\epsilon_i = \hbar\omega_i$ и $\epsilon_j = \hbar\omega_j$

$$F_{ji} = \frac{2m}{\hbar^2} (\omega_j - \omega_i) |\langle j | \hat{D}_z | i \rangle|^2,$$

где m и e — масса и заряд электрона, \hat{D}_z — оператор проекции дипольного момента. В атомной физике для переходов типа $|nl\rangle \rightarrow |n'l'\rangle$ (n и l — главное и орбитальное квантовые числа) вводят С. о. \bar{F}_{ji} , усреднённые по магн. квантовым числам начального $|i\rangle$ и конечного $|j\rangle$ состояний и не зависящие от направления поляризации. Анализ С. о. для атомных переходов позволяет установить важные закономерности, имеющие прикладное значение в физике газовых лазеров, плазмы и атмосферной, в астрофизике.

Для характеристики дифференциальных сечений возбуждения и ионизации атомов заряд. частицами вводят обобщённую С. о. $F_{ji}(k)$ [6, 7], к-рая в одночастичном приближении выражается через формфактор перехода:

$$F_{ji}(k) = \frac{2m}{\hbar k^2} (\omega_j - \omega_i) |\langle j | e^{ikr} | i \rangle|^2,$$

где $\hbar k$ — передаваемый в процессе рассеяния электрому импульс. Удобство понятия С. о. как характеристики квантовых переходов связано с наличием ряда теорем о суммировании. Для системы, состоящей из N электронов, справедливо правило сумм., сформулированное Х. Бете (H. Bethe) в 1930:

$$\sum_j F_{ji}(k) = N.$$

В соответствующем дипольном приближении имеет место правило сумм Томаса — Райхе — Кюна (W. Thomas, F. Reiche, W. Kühn, 1925), выполняющееся для произвольных атомов и молекул, во внеш. полях и без них, для любого направления поляризации, а также вне зависимости от того, являются ли разл. операторы угл. момента интегралами движения:

$$\sum_j F_{ji} = N.$$

Для оценки относ. вклада процессов испускания и поглощения в атомной физике выводится и др. частные правила сумм для средней С. о. $F_{пр}$.

Обычно С. о. находят экспериментально, измеряя времена жизни возбуждённых атомных или молекулярных состояний или интенсивностей испускания и поглощения. В измерениях 2-го типа используют источники излучения, для к-рых могут быть найдены или вычислены абс. или относит. значения населённости возбуждённых уровней. Эксперим. данные по относит. значениям дифференциальных сечений ионизации атомов электронным ударом сопоставляются с расчётами для обобщённых С. о., что позволяет апробировать теоретич. выбор волновых ф-ций и применимости первого, борновского приближения в теории столкновений.

Правила сумм Бете и Томаса — Райхе — Кюна являются частными случаями общей ф-лы суммирования для матричных элементов эрмитовых операторов \hat{A} :

$$\sum_i (\epsilon_i - \epsilon_j) |\langle i | \hat{A} | j \rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle i | [\hat{A}, \hat{A}] | i \rangle,$$

где \hat{A} — гамилтониан системы, $|i\rangle$ и $|j\rangle$ — его собств. ф-ции с соответствующими значениями энергии ϵ_i и ϵ_j , $[\hat{A}, \hat{B}] \equiv \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$ — коммутатор операторов \hat{A} и \hat{B} . Выход за рамки этих частных случаев осуществляется, с одной стороны, уточнением теоретич. моделей изучаемых процессов, с другой — сопоставлением этих результатов с прецизионными экспериментами. Так, напр., исследуются релятивистские эффекты в тяжёлых атомах и межэлектронные корреляции. Многочастичные эффекты изучают вводя более чувствительные к корреляциям суммы С. о. с нелинейными энергетич. весом. Для молекулярных систем с анизотропным распределением плотности в нач. состоянии вводят правила сумм, описывающие тензорную связь мультипольных моментов.

В ядерной физике [8] поправки к обычным правилам сумм вводят из-за зависимости от скорости межкюлоновое взаимодействие и самосогласованного одностороннего потенциала, из-за наличия статич. парного потенциала, а также ввиду возможного учёта барьонных возбуждений. Зависимость электр. моментов от изобарич. состояний приводит к зарядово-обменному вкладу в сумму С. о. В ядрах с избытком нейтронов асимметрично возбуждений, стимулированных разными компонентами изовекторных моментов, характерную правил сумм С. о. с тензорной структурой в изотопич. пространстве (см. Изотопическая инвариантность). Суммы С. о. используются при исследовании колебаний формы сферич. ядер и относит. вкладов в коллективные возбуждения деформиров. ядер вращат. и вибрат. переходов. В проблеме ядерного дипольного резонанса при фотопоглощении С. о. связывают с зависимостью от скорости эфф. взаимодействия между частицами на орбитах вблизи уровня Ферми.

Лит.: 1) Бете Г., Солн и тер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960; 2) Ельвешевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; 3) Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977; 4) Френш, С. Э., Оптические спектры атомов, М.—Л., 1963; 5) Фанон У., Купер Дж., Спектральные распределения сил осцилляторов в атомах, пер. с англ., М., 1972; 6) Мотт Н., Мессер Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., [3 изд.] М., 1969; 7) Липовичи М., Inelastic collisions of fast charged particles with atoms and molecules — The Bethe theory revisited, [Rev. Mod. Phys., 1971, v. 43, № 3, p. 297; 1971, v. 43, № 4, p. 23; 8) Бор О., Моделль С. и В., Структура атомного ядра, т. 2 — Деформация ядер, пер. с англ., М., 1977.

Г. Л. Юмн.
СИЛА СВЕТА — одна из осн. световых величин, характеризующая сечение источника видимого излучения в век-ром направлении. Равна отношению светового потока, распространяющегося от источника внутри элементарного телесного угла, содержащего данное

направление, к этому телесному углу. Единица С. с. в Междунар. системе единиц (СИ) — *кандела* (кд). Понятие С. с. применимо на расстояниях от источника, намного превышающих его размеры. Д. Н. Лаварев.

СИЛА ТОКА электрического — величина (I), характеризующая упорядоченное движение электрич. зарядов и численно равная кол-ву заряда ΔQ , протекающего через опред. поверхность ΔS в единицу времени: $I = \Delta Q / \Delta t \rightarrow dQ/dt$.

В гауссовой системе единиц С. т. имеет размерность $[I] = L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$ и измеряется в единицах СГС, к-рые иногда наз. с. т. а. м. п. е. р. а. м. В СИ единица С. т. является основной и носит назв. *ампер* (1 А $\approx 3 \cdot 10^9$ СГС).

Часто в качестве синонима С. т. говорят просто о токе или об электр. токе, напр. ток в цепи или соотношение напряжения к току и т. п. Для уточнения распределения тока в пространстве вводят вектор *плотности электрического тока* $j(r, t)$, и тогда С. т., или суммарный ток, протекающий через площадку ΔS , определяется как поток вектора j через эту площадку $I = \int \Delta S \cdot j$. Следовательно, $j = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} (\Delta Q / \Delta S)$

(где n — нормаль к ΔS ; при этом I считается положительным, если в направлении n переносится положит. заряд). В т. н. линейных проводниках распределение j однородно по сечению и $I = j \Delta S$, где ΔS — нормальное сечение проводника. Плотность тока $j(r, t)$ и плотность электр. заряда $\rho(r, t)$ составляют пространственную и временную компоненты единого 4-вектора плотности тока, 4-дивергенция к-рого равна нулю (т. е. этот 4-ток является чисто вихревым). В 3-мерном представлении это даёт ур-ние непрерывности

$$\nabla \cdot j + \partial \rho / \partial t = 0,$$

выражающее закон сохранения электр. заряда. Его интегральная форма

$$I = \oint_S j \cdot dS = -\partial Q / \partial t = -\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV$$

показывает, что ток, протекающий через замкнутую поверхность S , охватывающую объём V , равен изменению во времени суммарного заряда Q , сосредоточенного внутри V .

Измерения С. т. обычно осуществляются по его магн. действию. При этом различают истинно электр. ток с плотностью j^e (ток проводимости, конвекционный и т. п.) и ток смешения с плотностью $j_{см} = (c/4\pi) \partial D / \partial t$ (D — вектор электр. индукции). Иногда величину $j_{пол} = j^e + j_{см}$ называют полным током.

Лит.: Т я м и И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Д ж е к с о н Д. А., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1985.

СИЛА ТЯЖЕСТИ — действующая на любую, находящуюся вблизи земной поверхности материальную частицу сила P , определяемая как геом. сумма действующей на ту же частицу силы притяжения Земли F и центробежной (перпеносной) силы инерции Q , вызывающей эффект суточного вращения Земли (рис.). Направление С. т. является направлением вертикали в данном пункте земной поверхности, а перпендикулярная к ней плоскость — горизонтальной плоскостью; углы λ и ϕ определяют соответственно геоцентрич. и астр. широты.

Величина $Q = m \omega^2 h$ (где m — масса частиц, h — её расстояние от земной оси, ω — угл. скорость вращения Земли) ввиду малости

ω^2 очень мала по сравнению с F . Поэтому С. т. мало отличается от силы притяжения Земли (разность между силами F и P имеет наиб. значение на экваторе — ок. 0,35% от силы F); разность между углами ϕ и λ также невелика и имеет наиб. значение (ок. 0,1°) при $\lambda = 45^\circ$.

При перемещении вдоль поверхности Земли от полюса к экватору С. т. несколько убывает вследствие возрастания величины Q и сферичности Земли и на экваторе примерно на 0,5% меньше, чем на полюсе. Под действием С. т. частица получает ускорение $g = P/m$, называемое ускорением и силой тяжести g и т. к., к-рое изменяется с широтой так же, как и С. т.

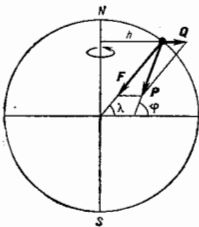
Во всех точках области, размеры к-рой малы по сравнению с радиусом Земли, С. т. можно считать численно равными и параллельными друг другу, т. е. образующими однородное силовое поле. В этом поле потенци. энергия частицы $\Pi = Pz$, где z — координата частицы, отсчитываемая по вертикали вверх от нек-рого нач. уровня; при перемещении частицы из положения, где $z = z_1$ в положение, где $z = z_2$, работа С. т. $A = -P(z_2 - z_1)$ и не зависит от вида траектории и закона движения частицы. Действие С. т. существенно влияет почти на все явления и процессы, происходящие на Земле, как в природе (включая живую), так и в технике. См. также *Гравиметрия*.

СИЛОВАЯ ОПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучается воздействие на твёрдые среды интенсивных потоков оптич. излучения, в результате к-рого могут происходить структурные изменения и нарушаться механич. целостность этих сред. В оптотехнике под С. о. понимают оптич. устройства и системы, предназначенные для работы с интенсивными световыми потоками. С. о. развилась после появления лазеров в связи с использованием интенсивных световых потоков для оптич. обработки материалов, а также с необходимостью создания формирующих и передающих изображения оптич. систем, к-рые не теряют работоспособности при большой плотности энергии излучения.

В С. о. исследуют процессы выделения энергии в прозрачных (слабопоглощающих), неоглощающих и отражающих средах, подвергавшихся действию интенсивных световых потоков, результаты такого воздействия, а также определяют параметры излучения (плотность мощности, энергии, длительность), при к-рых происходит разрушение того или иного типа (оптич. пробой, плавление, испарение, растрескивание). При этом существ. значение могут иметь изменения оптич. характеристик вещества в процессе воздействия лазерного излучения (напр., коэф. отражения и показателя преломления, возникновения *самофокусировки света*, появления поглощения в продуктах световой эрозии вещества и др.). Определённые таким образом параметры излучения и режим его воздействия на вещество кладут в основу разработки лазерных установок для оптич. обработки материалов (сварка и резка, получение микроотверстий, изготовление элементов микроэлектроники и т. д.). Для характеристики работоспособности прозрачных оптич. материалов (стёкол, кристаллов, покрытий и т. д.) и диэлектрич. зеркал вводят по аналогии с механич. или электр. прочностью понятие *лучевой прочности*. Данные о лучевой прочности материалов и изготавливаемых из них оптич. элементов используют при создании лазерных систем разд. назначения.

Лит.: Действие излучения большой мощности на металлы, под ред. А. М. Бонч-Бруевича и М. А. Ельшиевича, М., 1970; Ал е ш и И. В., И м а с Я. А., К о м о л о в В. Л., Оптич. прочность слабопоглощающих материалов, Л., 1974; Р э д и Д. Ж., Действие мощного лазерного излучения, пер. с англ., М., 1974.

СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ — функция координат силового поля, обладающая тем свойством, что элементарная работа сил поля равна полному дифференциалу этой функции. Силовое поле, для к-рого существует С. ф., наз. потенциальным.



СИЛОВОЕ ПОЛЕ — часть пространства (ограниченная или неограниченная), в каждой точке к-рой на помещенную туда материальную частицу действует определенная по численной величине и направлению сила, зависящая только от координат x, y, z этой точки. Такое С. п. наз. *стационарным*; если сила поля зависит и от времени, то С. п. наз. *нестационарным*; если сила во всех точках С. п. имеет одно и то же значение, т. е. не зависит ни от координат, ни от времени, С. п. наз. *однородным*.

Стационарное С. п. может быть задано ур-ниями

$$F_x = f_1(x, y, z), F_y = f_2(x, y, z), F_z = f_3(x, y, z), \quad (1)$$

где F_x, F_y, F_z — проекции силы поля F .

Если существует такая ф-ция $U(x, y, z)$, называемая силовой ф-цией, что элементарная работа сил поля равна полному дифференциалу этой ф-ции, то С. п. наз. *потенциальным*. В этом случае С. п. задается одной ф-цией $U(x, y, z)$, а сила F может быть определена через эту ф-цию равенствами:

$$F_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, F_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, F_z = -\frac{\partial U}{\partial z}, \quad (2)$$

или $F = \text{grad } U$. Условие существования силовой ф-ции для данного С. п. состоит в том, что

$$\frac{\partial F_x}{\partial y} = \frac{\partial F_y}{\partial x}, \frac{\partial F_x}{\partial z} = \frac{\partial F_z}{\partial x}, \frac{\partial F_y}{\partial z} = \frac{\partial F_z}{\partial y}, \quad (3)$$

или $\text{rot } F = 0$. При перемещении в потенциальном С. п. из точки $M_1(x_1, y_1, z_1)$ в точку $M_2(x_2, y_2, z_2)$ работа сил поля определяется равенством

$$A_{12} = U(x_2, y_2, z_2) - U(x_1, y_1, z_1)$$

и не зависит от вида траектории, по к-рой перемещается точка приложения силы.

Поверхности $U(x, y, z) = \text{const}$, на к-рых ф-ция сохраняется пост. значение, наз. *поверхностями уровня*. Сила в каждой точке поля направлена по нормали к проходящей через эту точку поверхности уровня; при перемещении вдоль поверхности уровня работа сил поля равна нулю.

Примеры потенциального С. п.: однородное поле тяжести, для к-рого $U = -mgy$, где m — масса движущейся в поле частицы, g — ускорение силы тяжести (ось z направлена вертикально вверх); вьютоново поле тяготения, для к-рого $U = km/r$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ — расстояние от центра притяжения, k — постоянный для данного поля коэффициент. Вместо силовой ф-ции в качестве характеристики потенциального С. п. можно ввести *потенциальную энергию* Π , связанную с U зависимостью $\Pi(x, y, z) = -U(x, y, z)$. Научение движения частицы в потенциальном С. п. (при отсутствии других сил) существенно упрощается, т. к. в этом случае имеет место закон сохранения механич. энергии, позволяющий установить прямую зависимость между скоростью частицы и её положением в С. п.

СИЛОВЫЕ ЛИНИИ — семейство кривых, характеризующих пространственное распределение векторного поля сил; направление вектора поля в каждой точке совпадает с касательной к С. л. Т. о., ур-ния С. л. произвольного векторного поля $A(x, y, z)$ записываются в виде:

$$\frac{dx}{A_x(x, y, z)} = \frac{dy}{A_y(x, y, z)} = \frac{dz}{A_z(x, y, z)}.$$

Плотность С. л. характеризует интенсивность (величину) силового поля. Область пространства, ограниченная С. л., пересекающими к.-л. замкнутую кривую, наз. *силовым трубкой*. С. л. вихревого поля замкнуты. С. л. потенциального поля начинаются на источниках поля и заканчиваются на его стоках (источники отрицат. знака).

Понятие С. л. введено М. Фарадеем при исследовании магнетизма, а затем получило дальнейшее развитие в работах Дж. К. Максвелла по электромагнетизму. Согласно представлениям Фарадея и Максвелла, в пространстве, пронизываемом С. л. элетрич. и магн. поля, существует механ. напряжения, соответствующие патажению вдоль С. л. и давлению поперек них. Математически эта концепция выражена в *Максвелла теореме напряжений эл.-магн. поля*.

Наряду с использованием понятия С. л. чаще говорят просто о линиях поля: напряженности элетрич. поля E , индукции магн. поля B и т. п., не делая спец. акцента на отношении этих полей к силам.

СИЛЬНАЯ ФОКУСИРОВКА — *фокусировка частиц в ускорителе*, при к-рой частота бетатронных (поперечных) колебаний частицы больше частоты обращения. Примером С. ф. является *закономерная фокусировка*, фокусировка магн. полем со знакопеременным градиентом.

СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — одно из фундам. взаимодействий элементарных частиц, интенсивность к-рого, характеризуемая константой связи (*константой взаимодействия*), значительно больше, чем у др. типов взаимодействий — эл.-магн., слабого и гравитационного.

Вообще говоря, интенсивность взаимодействия зависит от характерных для процесса взаимодействия пространственных и временных масштабов, и выделение С. в. в особый класс имеет фактически более глубокие основания — оно обусловлено участием во взаимодействии специфич. физ. полей. Более того, взаимодействия, к-рые наблюдаются и рассматриваются как не зависящие друг от друга, могут оказаться разл. проявлениями более общего единого взаимодействия. Примером может служить объединение эл.-магн. и слабого взаимодействий в рамках теории *электрослабого взаимодействия*. Существуют также модели *великого объединения*, в к-рых делается попытка объединить сильное, эл.-магн. и слабое взаимодействия. Имеется надежда на объединение всех фундам. взаимодействий, включая гравитационное, в рамках единой суперсимметричной теории (см. *Суперрационализация*).

До 1930-х гг. для описания наблюдаемых физ. явлений достаточно было рассматривать гравитац. и эл.-магн. взаимодействия. Первые играют решающую роль в явлениях космич. масштабов, а вторые ответственные за строение атомов, молекул и за всё многообразие внутр. свойств твердых тел, жидкостей и газов. Наличие С. в. проявилось, когда была открыта сложная структура атомных ядер, состоящих из протонов и нейтронов (нуклонов). Эксперимент показал, что взаимодействие между нуклонами гораздо сильнее электромагнитного, поскольку типичные энергии связи нуклонов в ядрах порядка неск. МэВ, в то время как энергии связи в атомах порядка неск. эВ. Кроме того, эти силы, в отличие от электромагнитных и гравитационных, обладают малым радиусом действия — 10^{-13} см. В квантовой теории радиус действия сил обратно пропорционален массе частиц, обмен к-рыми обуславливает взаимодействие. Поэтому К. Юкава (Н. Yukawa) в 1935 высказал предположение о существовании *тяжелых квантов* — *мезонов*, переносчиков С. в. В 1947 в *космических лучах* были открыты первые, наиб. лёгкие из таких частиц — π -мезоны.

Сильно взаимодействующие частицы получили назв. *адронов*. Их общее кол-во исчисляется спец. сотнями. Адроны разделяются на *барионы*, обладающие *барионным числом* (B), и мезоны, для к-рых $B = 0$. В природных условиях, в промышленных применениях и в ядерных лабораториях обычно имеют дело с барионами (протонами, нейтронами, и атомными ядрами) сравнительно небольших энергий, гораздо меньших, чем их масса (в системе единиц, в к-рой $c = 1$). Мезоны рождаются при столкновениях частиц, когда энергия столкновения достаточно велика (сотни МэВ и выше).

Обширную область физики, изучающую ядерные реакции при низких энергиях, а также свойства атомных ядер, обусловленные С. в., принято относить к *ядерной физике*. Физика С. в. в более узком смысле обычно имеет дело с элементарными частицами, участвующими в процессах соударения частиц достаточно высоких энергий (входящих в состав космич. лучей или созданных в лаб. условиях на ускорителях заряд. частиц). Энергия, выделяющаяся при соударении частиц может на два-три порядка превосходить массу протона. Лишь при достаточно высоких энергиях сталкивающихся частиц появляется возможность рождения новых тяжёлых частиц и можно получить более детальное представление о характере С. в., исследовать его свойства на очень малых расстояниях.

Все адроны, за исключением протона, нестабильны (нейтроны, входящие в состав стабильных атомных ядер, стабильны, хотя свободный нейтрон распадается за время $\sim 10^3$ с на протон, электрон и электронное антинейтрино). При этом большинство адронов обладает крайне малым временем жизни, характерным для С. в. [порядка $(10^{-22} - 10^{-24})$ с]; они наз. *резонансами*. Рождающиеся при соударении частиц резонансы идентифицируются обычно по продуктам их распада. Для их изучения создана специализированная эксперим. техника (равн. *детекторы* частиц, *ионизационные калориметры*). Регистрации актов соударения производится с помощью ЭВМ, что позволяет проанализировать миллионы событий, удовлетворяющих тем или иным критериям отбора. Совр. установки для исследований в области физики высоких энергий (а первую очередь сами ускорители) представляют собой крупные и дорогостоящие сооружения, для к-рых характерно сочетание больших размеров и высокой точности, использование наиб. передовых технологий и разработок, таких, как сверхпроводящие магниты.

Взаимодействия адронов. За 40 лет, прошедших после открытия π -мезонов, открыты и изучены многочисленные семейства адронов и их взаимодействия. При сравнительно низких энергиях сталкивающихся частиц (порядка характерной энергии 1 ГэВ) наиб. важную роль в адронной физике играют резонансные взаимодействия. Их признаком являются более или менее ярко выраженные пики в сечении рассеяния, обусловленные одночастичными адронными состояниями. Иначе говоря, такой процесс взаимодействия состоит в образовании и последующем распаде нестабильного адрона. Ширина пика определяется обратным временем жизни промежуточного состояния. При повышении энергии всё большую роль начинают играть многочастичные промежуточные состояния и процессы рождения новых частиц, в первую очередь лёгчайших из них — π -мезонов. При энергиях соударения, большей \sim нек. ГэВ, определяющую роль играют процессы множеств. рождения адронов (см. *Множественные процессы*), а упругие и полные эфф. сечения взаимодействия становятся плавающим ф-циями энергии соударения. Наиб. энергоядущее в лаб. условиях $\sim 10^8$ ГэВ в системе центра масс (СЦМ) достигнуто при соударении встречных $p\bar{p}$ -пучков.

При энергиях в десятки ГэВ (в СЦМ) и выше наблюдается характерный для всех адронов медленный рост эфф. сечений взаимодействия. Осн. часть процессов (ок. 80%) составляют при этом неупругие взаимодействия с рождением десятков вторичных частиц. Ввиду большого числа степеней свободы, эффективно участвующих в процессе соударения, проявляются статистич. свойства родившихся адронов и с успехом может быть использовано термодинамич. и гидродинамич. описание отд. этапов процесса множеств. рождения.

При достигнутых энергиях большая часть неупругих процессов происходит в результате т. н. микгис соударений (см. *Микгис процессы*), для к-рых характерны небольшие (нек. сотен МэВ) передачи импульса в поперечном направлении. Исвое понимание меха-

низма таких процессов отсутствует, хотя имеются феноменологич. модели, систематизирующие и описывающие многочисл. эксперим. данные по угл. и энергетич. распределению вторичных частиц. Как одну из характерных особенностей нуклонных распределений (см. *Импульсный процесс*) для больших продольных импульсов вторичной частицы можно отметить зависимость только от отношения продольного импульса к его максимально возможному значению (с к е й л и н г Ф е й н м а в а).

Заметную долю неупругих процессов составляют также «катастрофы» (жесткие соударения с большой передачей импульса, к-рые приводят к образованию более или менее резко выраженных струй вторичных адронов (группы на нек. адронов, испущенных в узкий конус углов; см. *Струя адронная*). С ростом энергии доля таких процессов нарастает, и в наиб. высокоэнергетич. $p\bar{p}$ -соударениях они составляют до 20% всех событий, в значит. мере определяя рост полных сечений взаимодействия. Осн. черты таких процессов описываются на основе представления о *партонах* — слабо связанных друг с другом составных элементах адронов. Считается, что при жестком соударении происходит рассеяние на большой угол двух или большего числа партонов, входящих в состав двух сталкивающихся адронов с последующим переходом партонов и адронные струи. Такие процессы находят своё объяснение в *квантовой хромодинамике* (КХД).

Упругое рассеяние адронов при высоких энергиях составляет ок. 20% событий и тесно связано с неупругими процессами. Оно имеет в осн. дифракционный, или теневой, характер: выбывание частиц из падающего на мишень пучка, происходящее за счёт неупругих процессов, ведёт к упругому рассеянию, что аналогично дифракции света при наличии поглощающего объекта. Такому механизму соответствует малость действия части амплитуды упругого рассеяния в области дифракц. пика (при малых передаваемых импульсах) по сравнению с её мнимой частью (см. *Дифракционное рассеяние*). Кроме того, заметную долю событий составляют своеобразные процессы *дифракционной диссоциации*, при к-рых дифракционно рассеивающийся адрон переходит в возбуждённое состояние, распадающееся затем на вторичные частицы.

В эксперименте наблюдается сужение дифракц. пика в дифференциальном сечении упругого рассеяния по мере роста энергии, что означает рост эфф. радиуса взаимодействия адронов с увеличением энергии. Такое поведение характерно для теории полюсов Редже (см. *Редже полюсов метод*), согласно к-рой асимптотич. поведение амплитуды процесса С. в., рассматриваемой как *аналитическая функция* своих аргументов, определяется крайней правой особенностью в комплексной плоскости угл. момента J . Если эта особенность в комплексной J -плоскости является полюсом, то процесс взаимодействия можно рассматривать как результат обмена *реджеоном* — своеобразным адронным состоянием с переменными спином J и массой. В случае упругого рассеяния соответствующий реджеон, по-видимому, отсутствует и характер особенности в J -плоскости (т. е. особенность Померанчука), определяющий асимптотич. поведение амплитуды упругого рассеяния, до сих пор не выяснен.

С точки зрения метода полюсов Редже особый интерес представляют бинарные адронные процессы $a_1 + a_2 \rightarrow a_3 + a_4$, где адроны a_3, a_4 отличаются от a_1, a_2 . С ростом энергии сечение такого процесса и ширина пика в угл. распределении падают характерным образом, указывая на то, что при высоких энергиях в таких процессах происходит обмен реджеоном с определ. зависимостью спина J от массы m (траекторий полюса Редже). При целых значениях спина реджеон должен быть обычным адроном, а всё семейство таких адронов, обладающих одинаковыми внутр. квантовыми числами, должно лежать на одной траек-

тория Редже. Эксперим. данные по массам и спинам резонансов действительно говорят о существовании таких редже-семейств адронов. При этом траектории Редже, объединяющие адроны каждого семейства, оказываются практически прямыми линиями в переменных J, m^2 , имеющими одинаковые (примерно) наклоны.

Применение общих принципов теории. С. в., как и др. типы взаимодействий элементарных частиц, должны описываться *квантовой теорией поля* (КТП). Осн. препятствием для построения квантовополюсовых моделей в течение и. л. лет была большая величина эфф. константы связи адронов, не позволяющая использовать методов *возмущенной теории*, по существу — единственного хорошо разработанного аналитич. подхода в КТП. Поэтому большое развитие в теории С. в. получили методы, к-рые используют общие принципы теории для определения свойств *матрицы рассеяния*. К числу таких общих принципов относятся унитарность, релятивистская инвариантность, *перекрестная симметрия* (кроссинг-симметрия), *причинность* (см. *Причинности принцип*). В этом подходе осн. роль играет изучение аналитич. свойств матричных элементов, рассматриваемых как ф-ции комплексных переменных, к-рым служат кинематич. инварианты, такие, как квадрат энергии и квадрат передаваемого импульса.

Условие унитарности матрицы рассеяния, выражающее математически тот факт, что сумма вероятностей всех возможных конечных состояний процесса соударения равна единице, связывает характеристики упругого рассеяния и неупругих процессов. В частности, *мнимая часть амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол* выражается через полное сечение рассеяния (*оптическая теорема*). Эта связь лежит в основе описания дифракц. рассеяния адронов при высоких энергиях, а также может быть использована для того, чтобы установить соотношения между амплитудами разл. бинарных процессов. Условие унитарности определяет характер особенностей амплитуд как аналитич. ф-ций комплексных переменных. На практике часто используется предположение, что матрица рассеяния имеет только те особенности, к-рые диктуются условием унитарности и соответствуют отд. адронам (полюсам) или порогами рождения нек-р. частиц (точки ветвления).

Согласно кроссинг-симметрии, единая аналитич. ф-ция в разл. областях своих аргументов описывает как амплитуду процесса $a_1 + a_2 \rightarrow a_3 + a_4$, так и амплитуду процессов $a_1 + \bar{a}_2 \rightarrow \bar{a}_3 + a_4$, $a_1 + \bar{a}_2 \rightarrow \bar{a}_3 + a_4$ (где \bar{a}_i означает адрон, являющийся античастицей по отношению к a_i). Аналогичное утверждение (с заменой любой входящей частицы на выходящую античастицу и наоборот) применимо и при большем числе частиц. Совместное рассмотрение перекрестных процессов оказалось очень плодотворным в физике С. в. Оно тесно связано с методом полюсов Редже и в сочетании с ним приводит к полезным правилам сумм, связывающим интегральный низкоэнергетич. вклад амплитуды бинарного процесса с её высокоэнергетич. поведением, к-рое определяется подкасами Редже. Это в свою очередь приводит к концепции *дuality* (см. *дuality*), согласно к-рой описание амплитуды бинарного процесса с помощью резонансов прямого канала должно быть эквивалентно её описанию с помощью полюсов Редже перекрестного канала. Дуальная резонансная модель смыкается с теорией струн (см. *Струнные модели адронов*) и на качеств. уровне отражает осн. свойства адронных резонансов.

Существенные результаты даёт также использование принципа причинности, согласно к-рому к. л. событие может воздействовать лишь на события, связанные с ним *временноподобным интервалом* и происходящие и более поздние моменты времени. Требования причинности, выраженное в матем. форме, накладывает серьёзные ограничения на аналитич. свойства элементов матрицы рассеяния, что позволяет написать дисперсионные соотношения, связывающие действительные и мнимые части амплитуд разл. процессов.

Т. к. мнимые части амплитуд упругого рассеяния внедрённые выражаются через полное сечение, дисперсионные соотношения связывают наблюдаемые величины и могут использоваться при анализе эксперим. данных, позволяя, в частности, судить о поведении полных сечений при высоких энергиях (см. *Дисперсионные соотношения*).

Совместное использование общих принципов лежит в основе аксиоматич. подхода в теории С. в., конечной целью к-рого является описание всех адронных взаимодействий на основе системы исходных постулатов (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*). К числу осн. достижений такого подхода относится ряд высокоэнергетич. теорем (*асимптотические теоремы*). В частности, было показано, что полные сечения адронных взаимодействий не могут увеличиваться с ростом энергии ν быстрее, чем $\ln^2 \nu$ (т. е. ограничение Фруассара), а ширина дифракц. пика упругого рассеяния не может сужаться быстрее, чем $\ln^2 \nu$. При доп. правдоподобных предположениях было показано, что сечения взаимодействий частиц и соответствующих им античастиц с одной и той же мишенью при достаточно высоких энергиях должны сравниваться (*Померанцевская теорема*).

При более прагматич. подходе, типичном для совр. состояния теории, общие принципы или их следствия используются как составные элементы феноменологич. моделей С. в. и служат для анализа эксперим. данных. К ним можно отнести применение условия унитарности в моделях дифракц. рассеяния адронов, использование унитарности и дисперсионных соотношений при анализе низкоэнергетич. адронных взаимодействий и т. п.

Симметрия сильных взаимодействий. Характер С. в. в значит. мере определяется их свойствами симметрии. Под симметрией здесь понимается неизменность (инвариантность) состояния системы или закона её взаимодействия (точнее, инвариантность *delta*-системы) при тех или иных преобразованиях, к-рые, с точки зрения их матем. структуры, характеризуются *группой* преобразований. Если действие системы инвариантно относительно нек-рых преобразований, а состояние системы не инвариантно, то говорят о *спонтанном нарушении симметрии*. Значение симметрии состоит в том, что она накладывает жёсткие требования на форму взаимодействия и состав частиц. В частности, симметрия лежит в основе классификации адронов. Из всех типов взаимодействий С. в. обладает наиб. высоким уровнем симметрии. Часть симметрии является приближённой, причём нарушение симметрии в ряде случаев сравнительно невелико и характер этого нарушения поддается объяснению. С. в. (подобно электромагнитным) инварианты относительно *пространственной инверсии, обращения времени и зарядового сопряжения* (а также относительно преобразований Лоренца, вращений в пространстве, сдвигов в пространстве и времени). В соответствии с этим в С. в. сохраняются пространственная *чётность* и *зарядовая чётность*. Сохраняется также *барионное число*.

Из числа *внутренних симметрий* С. в. в спектре адронов наиб. ярко проявляется т. н. симметрия *ароматов*, к-рая математически описывается как группа унитарных унитарных преобразований $SU(n)$. Эта симметрия — приближённая. Её простейший частный случай — *изотопическая инвариантность*, соответствующая группе $SU(2)$, а более общий — т. е. унитарная симметрия, соответствующая группе $SU(3)$. Из-за наличия симметрии ароматов все адроны группируются в мультиплеты — наборы частиц с одинаковыми спинами и чётностями и близкими массами, реализующие линейные представления соответствующей группы симметрии. Это изотонич. мультиплеты, характеризующиеся определ. значением *изотопического спина* (такие, как дублет π или триплет π^+ , π^0 , π^-), более общие унитарные мультиплеты группы $SU(3)$ (напр., октет

нуклонов в *гилеронов* или октет псевдоскалярных π -, K -, η -мезонов) и т. д. (см. *Элементарные частицы*). Кроме того, наличие симметрии ароматов требует, чтобы *лагранжевы эффективный* взаимодействия адронов был инвариантом группы $SU(n)$, что и значит, мере определяет его форму.

Существование симметрии ароматов и наличие адронных мультиплетов объясняется тем, что адроны составлены из *кварков* неск. видов: u, d, s, c, b и $S. v.$ кварков всех видов одинаково. Мезоны составлены из кварка и антикварка, а барионы — из трёх кварков. Напр., π^+ -мезон имеет структуру $(u\bar{d})$, а протон — (uud) . Каждый вид кварков характеризуется массой и ароматом — квантовым числом, сохраняющимся в $S. v.$ В пределе точной симметрии массы адронов, входящих в один мультиплет, должны совпадать. Нарушение симметрии объясняется различием масс кварков разл. ароматов ($m_u < m_d < m_s < m_c < m_b$). Это нарушение сравнительно невелико, если разности масс кварков малы по сравнению с масштабом энергий, характерных для $S. v.$, по порядку величины равных $(0,2-1,0)\text{ГэВ}$ [что соответствует характерным расстояниям $r = (0,2-1,0)\cdot 10^{-13}$ см]. Такое условие лучше всего выполняется для наб. лёгких u, d -кварков, и поэтому изотония инвариантность, обусловленная u, d -симметрией, нарушена в наим. степени. Она реализуется с точностью в неск. процентов, так что поправки к ней находятся на уровне ожидаемых эл.-магн. поправок. При наличии более тяжёлого s -кварка нарушение адронной симметрии более существенно (на уровне десятков процентов), но всё же $SU(3)$ -симметрия (симметрия между u, d, s -кварками) очень полезна. Более высокие симметрии сильно нарушены из-за больших масс c, b -кварков.

Сущест. роль в $S. v.$ играет также *киральная симметрия*, характерная, вообще говоря, для безмассовых фермионов и обусловленная тем, что в пределе нулевой массы можно независимо преобразовывать левые (L) и правые (R) кварки, т. е. состояния со спином, направленном по импульсу и против него. Киральная симметрия отвечает группе $SU(n)_L \times SU(n)_R$. Она может проявиться в $S. v.$ в той мере, в какой массы кварков, входящие в исходный лагранжиан теории (т. е. токовые массы), малы по сравнению с характерной энергией шкалой $S. v.$ Лёгкие кварки u, d и в значит. мере s -кварк удовлетворяют этому условию. Однако, согласно совр. представлениям, киральная симметрия $S. v.$ спонтанно нарушена (помимо её явного нарушения массами кварков). Поэтому не наблюдаются мультиплеты, к-рые состояли бы из близких по массе адронов и являлись бы линейными представлениями группы $SU(n)_L \times SU(n)_R$, объединяя в один мультиплет адроны с разл. чётностью. Вместо этого должны появляться *голдстоуновские бозоны*. Их роль играют здесь псевдоскалярные мезоны, т. е. λ -мезоны группы $SU(2)$ и с меньшей точностью π, K, η -мезоны группы $SU(3)$. Массы этих мезонов обусловлены лишь малыми токовыми массами кварков, т. е. явным нарушением киральной симметрии. Это объясняет, почему псевдоскалярные мезоны (в первую очередь λ -мезоны) значительно легче др. адронов.

Низкоэнергетич. взаимодействия псевдоскалярных мезонов можно описать с помощью эфф. кирально-инвариантного (с точностью до массовых поправок) лагранжиана. Псевдоскалярные поля, входящие в этот лагранжиан, преобразуются при киральных преобразованиях нелинейным образом. Особое положение занимает при этом синглетный псевдоскалярный η' -мезон, масса к-рого велика и к-рый даже приближённо нельзя считать голдстоуновским бозоном. Его характеристики обусловлены аксиальной аномалией и структурой физ. вакуума.

Форма низкоэнергетич. мезонного лагранжиана диктуется киральной симметрией и характером её нарушения. При учёте соотношения алгебры токов и аксиаль-

ного тока *частичного сохранения* такой лагранжиан позволяет вычислить длины рассеяния псевдоскалярных мезонов и характеристики их распадов. Барионы при этом выступают как *солитоны* (см. *Скирма модель*).

В жёстких процессах, обусловленных $S. v.$ на малых расстояниях, проявляется также приближённая масштабная симметрия (скейлинг), т. е. инвариантность относительно растяжения координат (или импульсов) — m а с т а б и а н и в а р и а н т о с т ь. Эта симметрия также спонтанно нарушена. Более ясное понимание механизма спонтанного нарушения киральной и масштабной симметрий достигается в КХД.

Квантовая хромодинамика как теория сильного взаимодействия. С 1970-х гг. в физике утвердился новый микроскопич. теория $S. v.$ — КХД. Согласно этой теории, $S. v.$ к-роне, в частности, удерживает кварки в адронах, обусловлено наличием у кварков специфич. цветовых степеней свободы (дополнительно к ароматам). Каждый кварк может находиться при этом в трёх физических эквивалентных цветовых состояниях, или, как говорят, имеет три цвета. Антикварки обладают тремя «дополнительными» цветами («антицветом»). $S. v.$ взаимодействует в цветовом пространстве и не различает ароматов (в то время как эл.-магн. и слабые взаимодействия определяют лишь ароматы кварков безотносительно к их цвету). Взаимодействие кварков осуществляется посредством восьми безмассовых векторных (глюонных) полей, слабые возбуждения к-рых (отдельные их кванты) наз. *глюонами*. При этом в свободном состоянии наблюдаются только бесцветные адроны, в к-рых цвета составляющих их кварков и антикварков скомпенсированы.

В основу КХД положен принцип локальной цветовой симметрии, к-рый утверждает, что можно независимо изменить цветовые состояния отд. кварков. Это возможно, разумеется, лишь при наличии глюонного поля, способного принять на себя избыточный цвет. Эквивалентность разл. цветовых состояний формулируется математически как инвариантность (точн а н) относительно преобразований цветовой группы $SU(3)$, причём параметры групповых преобразований могут зависеть от точек пространства-времени. Такие теории наз. к а л и б р о в о ч н ы м и. Принцип локальной калибровочной инвариантности позволяет однозначно фиксировать лагранжиан хромодинамики, к-рый подобен электродинамич. лагранжиану, но учитывает цветовые степени свободы. В результате напряжённости глюонного поля отличаются от напряжённостей электрич. и магн. полей электродинамики дополнительными нелинейными по калибровочному полю членами. Наличие нелинейных членов, необходимых для калибровочной инвариантности КХД, приводит к самодействию глюонов. Др. словами, глюоны обладают цветом и взаимодействуют с зарядом. Это, в свою очередь, приводит к наб. важному свойству КХД — эффекту а н т и к р а н и р о в к и заряда, к-рый означает, что *эффективный заряд* кварков и глюонов велик на больших расстояниях и становится малым при уменьшении расстояний. Вследствие этого свойства $S. v.$ на малых и больших масштабах оказываются совершенно различными. На малых расстояниях или при больших передаваемых импульсах (больше $(2-3)\text{ГэВ}$) эфф. цветовой заряд стремится к нулю. Это свойство получило назв. *асимптотической свободы*. Кварки и глюоны на малых расстояниях ведут себя как почти свободные частицы, и все процессы с их участием можно рассчитывать по теории возмущений, непосредственно используя исходный лагранжиан КХД. Массы кварков u, d, s при этом малы (токовые массы: $m_u \approx 4$ МэВ, $m_d \approx 7,5$ МэВ, $m_s \approx 150$ МэВ), так что в первом приближении ими можно пренебречь. Из-за малости масс и слабости взаимодействия на малых расстояниях имеют место приближённые киральная и масштабная симметрии.

Такой подход позволяет успешно описывать обширный класс процессов физики высоких энергий — жёсткие процессы. Классич. пример жёстких процессов — *глубоко неупругий процесс* рассеяния лептонов (электронов, мюонов, нейтрино) на нуклонах, изучение к-рого привело к представлению о партонах (почти свободных кварках и глюонах внутри нуклона) и стимулировало создание КХД. Глубоко неупругое рассеяние трактуется как результат упругого рассеяния лептона на одном из кварков нуклона. Измерение импульса рассеянных лептонов в таких процессах позволяет экспериментально найти ф-ции распределения кварков и глюонов по доле переносимого ими импульса в быстро движущемся нуклоне (т. н. *структурные функции*). Оказалось, напр., что при передаваемых импульсах порядка неск. ГэВ (т. е. при исследованиях структуры кварков на расстояниях порядка 10^{-14} см) примерно половина импульса переносится глюонами. Учёт хромодинамик. поправки приводит к медленному изменению партонных распределений при изменении пробного импульса Q (нарушение т. н. *скейлинга* Б. В. Фейнмана; см. *Масштабная инвариантность*). При увеличении Q можно проникнуть глубже внутри кварка и должно наблюдаться увеличение числа кварк-антикварковых пар и глюонов, составляющих его поляризацию, облако, с одноврем. уменьшением переносимого каждым партонном доли импульса. Эксперим. данные по варушению скейлинга в глубоко неупругих процессах в целом неплохо согласуются с предсказаниями расчётов.

Аналогично жёсткие адронные процессы с образованием струй можно истолковывать как результат упругого рассеяния содержащихся в адронах кварков и глюонов с последующим их переходом в адроны. Особую проблему представляет при этом вопрос о механизме образования бесцветных адронов, входящих в состав струй. Обычно считается, что при рассеянии кварка по мере его удаления от точки столкновения между ним кварком и остающейся частью адрона возникает струнная конфигурация глюонного поля, к-рая затем разрывается с образованием «обесцвечивающей» кварк-антикварковой пары (фактически — большого числа таких пар), так что в результате возникает бесцветные мезоны, составляющие адронные струи. Полный расчёт подобных процессов в рамках КХД невыполним из-за того, что образование адронов происходит на больших расстояниях, где взаимодействие кварков и глюонов становится сильным. Поэтому убедительное доказательство в пользу существования опасного механизма отсутствует. В качестве при обработке эксперим. данных используют упрощённые модели образования и разрыва струн.

Важную роль в КХД играет спонтанное нарушение симметрии. Из-за усиления взаимодействия на больших расстояниях нарушается присущая лагранжиану КХД приближённая масштабная инвариантность. При этом возникает характерная шкала Λ . ~ 200 МэВ (соответствующая расстояниям $\sim 10^{-13}$ см), о наличии к-рой свидетельствует появление ненулевого вакуумного среднего от следа тензора энергии-импульса глюонного поля. Др. словами, вакуум КХД (т. е. осн. состояние системы сильно взаимодействующих q -ов) населён флуктуирующими глюонными полями и имеет ненулевую (отрицательную) плотность энергии ϵ и избыточное давление p по сравнению с «наивным» вакуумом теории возмущений. Согласно существующим оценкам, $\epsilon = -p \approx -0,5$ ГэВ/ $(10^{-13}$ см) 3 . Характер вакуумных флуктуаций остаётся не вполне ясным; возможно, что существ. роль здесь играют *инстантоны*. Спонтанно нарушается также присущая лагранжиану КХД приближённая киральная симметрия, о чём свидетельствует появление ненулевых вакуумных средних от скалярных комбинаций, составленных из кварковых полей (кварковых *вакуумных конденсатов*). Др. словами, вакуум КХД населён также кварк-антикварковыми парами, дающими

дополнит. отрицат. вклад в плотность энергии. Считается, что вследствие спонтанного нарушения симметрии кварки-квантичики, входящие в состав типичных адронов, приобретают значит. эфф. массу порядка 300 — 350 МэВ (т. н. конститутивные кварки). Последоват. теория спонтанного нарушения симметрии в рамках КХД пока не разработана.

Фигурирующие в КХД асимптотически свободная (на малых расстояниях) и удерживающая (на больших расстояниях) фазы кварк-глюонной материи должны проявляться не только тогда, когда последует отклик системы на малых и больших масштабах, но и как её возможные макроскопич. состояния: предполагается, что при достаточно большой плотности бариев или при достаточно высокой темп-ре происходит образование *кварк-глюонной плазмы*, в к-рой кварки и глюоны взаимодействуют сравнительно слабо (так что вычисления можно проводить по теории возмущений). Ожидается, что, необходимая для этого плотность энергии всего в неск. раз превышает ядерную плотность, что примерно соответствует плотности энергии внутри типичного адрона. Помимо ранней Вселенной в первые 10^{-4} — 10^{-5} с её эволюции (см. *Космология*) и, возможно, внутр. части *нейтронных звёзд* новое состояние материи могло бы образоваться при соударении тяжёлых ультрарелятивистских ионов. Ведутся соответствующие эксперименты с целью получения и идентификации кварк-глюонной плазмы в лаб. условиях.

Имеются все основания считать, что качеств. физ. элементы микроскопич. теории S в. установлены. Теория взаимодействий на малых расстояниях хорошо разработана. Что же касается S в. на больших расстояниях, то их количеств. теория пока не создана. Это относится, в частности, к механизму удержания кварков в адронах. Определ. надежды возлагаются здесь на прямые численные расчёты с помощью ЭВМ, в к-рых 4-мерный континуум пространства-времени заменяется набором точек дискретной решётки и непосредственно вычисляются квантовые средние наблюдаемых физ. величин (см. *Решёточный метод* в КТП).

Лит.: Иден Р., Соударение элементарных частиц при высоких энергиях, пер. с англ., М., 1970; Тони в фазике адронов, пер. с англ., М., 1976; Акибаев В. В., Хромодинамика и жёсткие процессы при высоких энергиях, М., 1981; Окунь Л. Б., Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1988; Индурайн Ф., Квантовая хромодинамика, пер. с англ., М., 1988. И. В. Аброев.

СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК — кристаллич. полупроводник, в к-ром примесные атомы (ионы) хаотически распределены в решётке, а их концентрация N превышает вековую критич. концентрацию $N_{кр}$. S п. представляет собой *неупорядоченную систему* примесей внутри упорядоченной монокристаллич. полупроводниковой матрицы.

При слабом легировании (см. *Легирование полупроводников*) примесные атомы можно считать изолированными друг от друга. Волновые ф-ции электронов и силовые поля U соседних примесных атомов (кулоновские для заряж. примесей — ионы, уругие — для нейтральных атомов) не перекрываются (рис. 1, а).

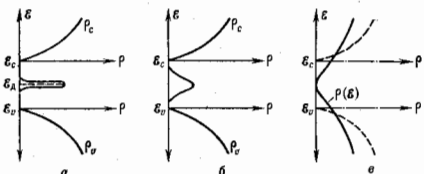


Рис. 1. Зависимость плотности примесных состояний ρ от их энергии ϵ для слаболегированного полупроводника (а); при среднем уровне легирования (б); при сильном легировании (в).

Количественно условие слабого легирования выполняется при соблюдении неравенств:

$$r \gg a_B, \quad (1)$$

$$r \gg r_0. \quad (2)$$

Здесь $r = N^{-1/3}$ — ср. расстояние между соседними примесными атомами, a_B — борковский радиус примесного атома в кристалле, r_0 — радиус экранирования кулоновского потенциала примесного иона электр. полем противоположно заряженных свободных носителей заряда. Неравенство (1) определяет отсутствие перекрытия волновых ф-ций электронов, неравенство (2) — силовых полей соседних атомов примеси:

$$U = (e^2/\epsilon r) \exp(-r/r_0). \quad (3)$$

Здесь ϵ — диэлектрич. проницаемость кристалла. Величина r_0 зависит от концентрации свободных носителей заряда n_0 , т. е. от концентрации примесей N . Для случаев невырожденного и полностью вырожденного газа носителей заряда соответственно

$$r_0 = (ekT/4\pi n_0 e^2)^{1/2}, \quad (4)$$

$$r_0 = 2^{-1}(\pi/3)^{1/3} (\epsilon \hbar^3 n_0^{-1/3} / m^* e^2)^{1/2}, \quad (5)$$

где m^* — эфф. масса носителя заряда.

С увеличением концентрации примесей N условия (1) и (2) нарушаются. Сначала перестает выполняться неравенство (2), т. к. по мере увеличения N примесные атомы сближаются и электрон, локализованный в потенциальной яме U у одного из них, начинает испытывать воздействие со стороны соседних атомов. При этом энергетич. уровень примесного электрона несколько смещается, но примесные уровни остаются дискретными. Смещение уровней зависит от взаимного расположения примесных атомов. Хаотичность последнего приводит к разбросу примесных уровней относительно дна зоны проводимости ϵ_c и потолка валентной ϵ_v в разных частях кристалла. Это проявляется в уширении примесного уровня, наз. классическим (рис. 1,б).

При дальнейшем увеличении N нарушается неравенство (1). Из-за перекрытия волновых ф-ций электронов соседних атомов дискретные уровни уширяются настолько, что преобразуются в пр им е с и у ю з о н у. Пока в полупроводнике сохраняются уширенные примесные уровни либо обособленная от ϵ_c и ϵ_v примесная зона, уровень легирования относит к с р е д н е м у (или промежуточному). При достаточной большой концентрации примесей полностью нарушаются оба неравенства. Примесная зона продолжает расширяться, и при нек-рой критич. концентрации $N_{кр}$ она сливается как с зоной проводимости, так и с валентной зоной (рис. 1,в). Плотность состояний оказывается отличной от 0 практически во всей запрещенной зоне полупроводника («хвосты» плотности состояний). При этом газ носителей заряда уже не подчиняется статистике Больцмана; он становится вырожденным и подчиняется статистике Ферми.

При сильном легировании электроны взаимодействуют одновременно с неск. примесными атомами, координаты к-рых из-за хаотич. распределения различны в разных частях кристалла. В результате потенц. энергия U примесных электронов приобретает случайный характер, приводящий к гетеропробам зон (рис. 2). «Хвосты» плотности состояний и их флуктуация. характер проявляются в электропроводности (см. Прямая проводимость, Протекающая теория), в фотопроводимости (гигантское увеличение времени жизни носителей заряда), в электролюминесценции $p-n$ -переходов и гетеропереходов и др.

При $N > N_{кр}$ нарушается концентрационно-примесное равновесие, т. е. возникает отклонение от равенства $n_0 = N$. Это обусловлено образованием примесных кла-

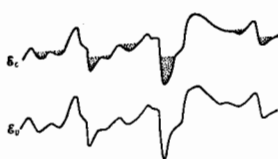


Рис. 2. Энергия носителей заряда в поле примесей при сильном легировании полупроводника.

стеров (комплексов). Комплексообразование может приводить к изменению концентрации носителей и положения примесных уровней примеси в запрещенной зоне. Зависимость $n_0(N)$ (рис. 3) при этом имеет вид:

$$N = n_0 + K(T)n_0^{m-q} (m n_0 - q N)^m / (m - q)^{m-1}, \quad (6)$$

где $K(T)$ — константа взаимодействия примесных атомов, m — число легируемых примесных атомов в кластере, q — электр. заряд кластера. При малых N

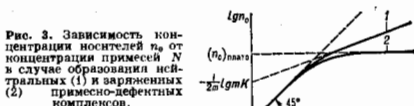


Рис. 3. Зависимость концентрации носителей n_0 от концентрации примесей N в случае образования нейтральных (1) и заряженных (2) примесно-дефектных комплексов.

зависимости (6) переходит в $n_0 = N$; при больших N и нейтральных кластерах

$$N = n_0 + m K(T) n_0^{2m}. \quad (7)$$

Для отрицат. кластера с $m = 1$ (взаимодействие атома примеси с к.-л. иным точечным дефектом) кривая (6) в области сильного легирования выходит на плато:

$$(n_0)_{\text{плато}} = \frac{-1+q}{\sqrt{1/|q|K(T)}}, \quad (8)$$

переходящее при $q = -1$ в соотношение

$$(n_0)_{\text{плато}} = \sqrt{1/K(T)}. \quad (9)$$

Заряд q может быть только отрицательным, ибо при $q = +1$ кластеры не уменьшаются, а при $q > +1$ даже должны увеличивать n_0 сверх введенной концентрации примесей N , что невозможно. Комплексообразование оказывает заметное влияние на процессы рассеяния и захвата носителей заряда, оптич., механич. и др. свойства. Основанное на комплексообразовании формирование сложных примесно-дефектных центров, обладающих отличными от атомов легирующей примеси энергетич. и рекомбинац. характеристиками, используются в практике легирования для придания материалу новых свойств.

Лит.: Фистуль В. И., Сильно легированные полупроводники, М., 1967; Фистуль В. И., Гринштейн П. М., Рытова Н. С., Оптические легируемые примеси в полупроводниках, «ФТД», 1970, т. 4, с. 84; Fair R. B., Weber G. R., Effect of complex formation on diffusion of arsenic in silicon, *ibid.*, Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 273; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Пильовский Б. И., Фролов А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979.

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ПУЧКИ — пучки заряд. частиц, в к-рых собственные поля оказывают определяющее воздействие на динамику пучка. Характерные масштабы тока C п. равен $I_0 F(\gamma)$, где $I_0 = m c^2 e \approx 17$ кА (для электронов), m — масса, e — заряд электрона, $F(\gamma) =$

растущая Ф-ция полной энергии частиц γ (в единицах mc^2), зависящая от конкретной геометрии пучка. Существ. превышение тока над I_0 может быть достигнуто лишь при скоростях частиц, близких к c , или при компрессии объёмного заряда пучка неподвижными ионами. По переносимой мощности С. п. достигают $\sim 40^{13}$ Вт, по запасённой энергии — 10^8 Дж, по энергии частиц ≥ 10 МэВ. Применяются как эрэгностель в схемах с быстрой кумуляцией энергии (инерциальный УТС; см. *Инерциальное удержание плазмы*), в приборах сильноточной электроники, для коллективного ускорения частиц (см. *Коллективные методы ускорения*) и т. д. Генерируются в *сильноточных ускорителях* в диапазоне длительной импульсы от 10 нс до 10 мкс.

Непосредств. источником электронного С. п. обычно является высоковольтный диод, работающий в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Длительность импульсы определяется временем перекрытия диодного промежутка приэлектродной плазмой. Плотность однородного тока эмиссия в плоском зазоре шириной d дается законом «трёх вторых», $j \approx \approx 5 \cdot 10^{-4} j_0 (\gamma_0 - 1)^{3/2} d^{-3}$, где $(\gamma_0 - 1)$ — анодное напряжение (в единицах mc^2/e). При повышении анодного напряжения сверх значения $\gamma_0 - 1 \approx d/R$, где R — радиус катода, одномерность нарушается и диод переходит в режим сильного сжатия потока соств. магн. полем пучка (см. *Пич-эффект*). Эффективно эмитирует тогда только кольцевая периферия, часть, а С. п. собирается на аноде вблизи оси в области с размером $\sim d$. На осн. части диода линии тока С. п. лежат на искажённых пространственным зарядом эквипотенц. поверхностях, поэтому такой поток получил назв. паранотенциального. Макс. ток С. п. в паранотенц. режиме равен $(I_0 R / 2d) (\gamma_0 - 1) \text{arctg} \gamma_0$.

Для вывода С. п. из диода либо используется прозрачный для электронов фольговый анод, либо коаксиальный диод помещается в продольное магн. поле. Электронный паранотенц. поток трубчатой конфигурации движется в коаксиальном диоде вдоль цилиндрич. эквипотенц. поверхностей и не пересекает зазор в радиальном направлении (т. н. магн. изоляция). Достаточный для изоляции магн. поток через диод равен $(mc^2/e) (\gamma_0 - 1)^{3/2}$. Ток, отдаваемый коаксиальным диодом с магн. изоляцией, определяется пропускной способностью канала транспортнотрива, а длительность импульсы — временем перекрытия зазора приэлектродной плазмой поперёк надирующего магн. поля. Напущные результаты по длительности и устойчивости работы диода получены в неоднородном сходящемся магн. поле.

Распространение С. п. в вакууме возможно в продольном магн. поле, заметно превышающем $(mc^2/ea) (\gamma_0 - 1)^{3/2}$, где a — радиус С. п., но даже в бесконечно большом поле ток не может превышать величину $I_0 (\gamma_0^{3/2} - 1)^{3/2} 2 \ln(b/a)$, где b — радиус камеры дрейфа. Ограничение обусловлено повышением электростатич. потенциала в объёме пучка за счёт его пространственного заряда и слабее всего скывается в случае трубчатого пучка. Приведённая энергия частиц в С. п. составляет при этом лишь $\gamma_0^{1/2}$. Частичная нейтрализация пространственного заряда увеличивает предельный ток.

Поскольку С. п. в магн. поле вращается как целое, ему свойствен сильный диамагнетизм, вплоть до обращения знака (реверса) поля внутри трубчатого пучка (т. н. *Е-слои*). С учётом диамагнетизма физически заданным параметром следует считать не ведущее магн. поле, а полный магн. поток, замороженный в камере дрейфа и перераспределяющийся по сечению при инжекции пучка. Для токовостенного заряженного трубчатого пучка в магн. поле характерна неустойчивость, приводящая к разбеганию его на отдельные спиралеобразные струи.

Полностью нейтрализованный С. п. не ограничено по току, но соств. магн. поле сильно фокусирует его

частицы, совершающие поперечные колебания с длиной волны порядка или меньше радиуса пучка. Поэтому ср. поперечный импульс частиц в С. п. больше продольного, а поперечное распределение плотности тока имеет выраженный трубчатый характер.

Зарядовая нейтрализация пучка происходит при инжекции в достаточно плотную плазму за счёт вытеснения из его объёма медленных плазменных электронов с характерным временем $(4\pi\sigma)^{-1}$, где σ — проводимость плазмы. Если к моменту достижения нейтрализации ток С. п. продолжает возрастать, то эдс индукции создаёт ток оставшихся плазменных электронов, направленных против тока пучка и вызывающий токовую нейтрализацию. При небольшой плотности плазмы, когда плазменная частота $\omega_p < c/a$, обратный ток распределён по всему объёму, так что токовая нейтрализация неполна и имеет интегральный характер. При $\omega_p > c/a$ происходит локальная нейтрализация, за исключением поверхности С. п., где образуется двойной токовый слой толщиной $\sim c/\omega_p$ и сосредоточено магн. поле. В таких условиях частицы С. п. практически свободны, а сам он электродинамически ненаблюдим. Эффективность переноса пучком мощности и энергии через плазму па расстояния ~ 1 м близка к 100%, но на больших расстояниях уменьшается за счёт разл. неустойчивостей С. п., в первую очередь поперечной неустойчивости, выражающейся в игибании пучка как целого и разбегания его на отд. нити.

При инжекции пучка в нейтральный газ существенны процессы нестационарной ионизации, длительность к-рых может быть сравнима с длительностью нс. Вначале за время (для воздуха) порядка $(0,7/p)$ нс, где p — давление газа в мм рт. ст. (торрах), за счёт прямой ионизации образуется кол-во ионов, достаточное для зарядовой нейтрализации, и вторичные электроны перестают уходить поперёк пучка. После этого медленные электроны дают вторичную ионизацию, скорость к-рой определяется ускорением их индукционным электрич. полем и давлением. Если за время существования С. п. успевают развиться ионизация, лавина, то проводимость скачком возрастает и все дальнейшие изменения тока С. п. т.чю компенсируются обратным током по плазме, что приводит к фиксации степени токовой нейтрализации и конфигурации пучка в момент пробоя. Эффективность распространения мала при малых давлениях (ниже 10^{-3} торр), когда нет даже зарядовой нейтрализации, достигает максимума при давлениях 0,1—1 торр, где может осуществиться токовая нейтрализация, а при больших давлениях падает из-за процессов рассеяния.

С. п. положит. ионов (гл. обр. водорода) снимаются с праводной плотной плазмы, имеющей эмиссионную способность до 1 кА/см², и выводятся в сторону катода. В режиме ограничения пространственным зарядом диодный промежуток в ср. нейтрален, но плотность пологого тока превышает закон «трёх вторых» не более чем в два раза из-за локальной компрессии ионного и электронного потоков. Ионы с массой M дают тогда лишь малую долю $\sim (m/M)^{1/2}$ от полного тока, переносимого в осн. встречными электронами. Для повышения эффективности служит магн. изоляция электронной компонентой, не влияющая на распространение ионов. В рефлексных ионных диодах используется прозрачный для электронов анод, вблизи к-рого создаётся увеличенная плотность осциллирующих электронов. При этом может быть заметно превышен предел «трёх вторых» для ионов. Совр. конструкции диодов позволяют получать С. п. ионов ~ 1 МА при энергии ~ 1 МэВ и малой ($\leq 1^\circ$) угл. расходимости. Распространение С. п. ионов возможно только в условиях зарядовой нейтрализации медленными сопровождающими электронами.

Лит.: Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П., Мощные электронные пучки и их применение, М., 1977; Миллер Р., Введение в физику сильноточных

пучков заряженных частиц, пер. с англ., М., 1984; Быстрые ионы В. М., Дяденко А. Н., Мощные ионные пучки, М., 1984.

СИЛЬНОТОЧНЫЕ УСКОРИТЕЛИ — установки для получения сильноточных пучков зарядов частиц (электронов и ионов), создающих ток $I > 10^4$ А при энергии частиц $> 10^8$ эВ. С. у. содержит источник импульсов высокого напряжения и вакуумный диод, на к-рый это напряжение подается и в межэлектродном промежутке к-рого происходит ускорение (рис. 1). Большинство С. у. являются ускорителями прямого действия,

диоды, помещенные в анальное магн. поле (рис. 2, а). При большом электронном токе

$$I > 17V \sqrt{2V-1} / \ln(r_a/r_k) \text{ [кА]},$$

где r_a и r_k — радиусы анода и катода, такой диод может работать и без внеш. магн. поля. Чтобы ларморовский радиус электронов стал меньше межэлектродного расстояния и электроны не достигли анода, уже достаточно магн. поля тока, текущего по катушке сержа анода (явление магн. самоизоляции). В этом случае анодная плазма образуется позднее, а скорость разлета катодной плазмы несколько ограничивается его магн. полем и работоспособное состояние диода может поддерживаться > 10 мкс.

Для генерации ионных пучков анод диода делают из диэлектрика соответствующего хим. состава. В результате пробоя на поверхности анода образуется плазма, из к-рой под действием внеш. поля и поля пространственного заряда электронов эмитируются ионы. Для увеличения энергии в ионном пучке ток электронов, пересекающих диод, должен быть уменьшен, но сохранён большой отриц. пространственный заряд. Для этого используется либо поперечное магн. поле, параллельное поверхности катода (т. н. ионные диоды с магн. и золяцией, рис. 3, а), либо полупрозрачные для ускоренных электронов аноды, покрытые диэлектриком (т. н. рефлексные диоды и триоды, рис. 3, б). Во втором случае электроны многократно проходят сквозь анод, создавая увеличенный отриц. пространственный заряд, облегчающий вытягивание ионов из плазмы. При прочих равных условиях значение плотности тока ионов оказывается в $V M \sqrt{m_e}$ раз меньше плотности электронного тока. Эффективность новых источников достигает 50–60% при импульсном токе ионов $I_0 \sim 1$ МА и напряжении ~ 1 МВ.

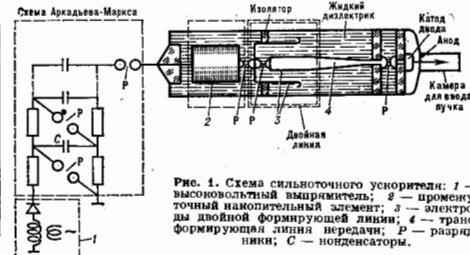


Рис. 1. Схема сильноточного ускорителя: 1 — высоковольтный умножитель; 2 — промежуточный накопительный элемент; 3 — электроды двойной формирующей линии; 4 — трансформирующая линия передачи; Р — разрядники; С — конденсаторы.

в к-рых частицы получают весь прирост энергии за один проход через ускоряющий промежуток (вакуумный диод), на электроде к-рого они и образуются.

Принцип действия. На диод подается напряжение от генератора мощных высоковольтных импульсов. Источником электронов или отриц. ионов служит плазма, образующаяся за неск. нс на катоде в результате ср. напряженности поля на катоде $\sim 10^6$ В/см происходит тепловой взрыв его микронеоднородностей. В ионных диодах плазма создается на аноде и из неё вытягиваются положит. ионы. Для эфф. работы ионного диода сопутствующий электронный ток на анод искусственно подавляют.

Образовавшиеся на катоде и аноде слои плазмы расширяются со скоростью $v = (2-3) \cdot 10^6$ см/с, межэлектродный промежуток (размером d от неск. мм до неск. см) сокращается в течение импульса. При относительно небольших напряжениях V [МВ] в диоде с электродами в виде двух плоских дисков радиуса R (рис. 2, а) течёт равномерно распределённый электронный ток $I = 7,3 V^2 R^2 / d^2$ [кА]. Через время $t_k = d/2v$ оба слоя плазмы соединяются и диод закорачивается. Время устойчивой работы диода, пока его сопротивление не сильно отличается от внутр. сопротивления генератора импульсов, должно быть в неск. раз меньше t_k и обычно не превосходит 100 нс. Это и определяет верх. границу длительности пучка С. у., если не приняты спец. меры для уменьшения v . Для эфф. работы С. у. за это же время в пучок должна быть передана существенная доля первоначально запасённой энергии.

В случае больших напряжений и отношения R/d , т. е. при больших токах, когда ларморовский радиус электронов в собств. магн. поле пучка становится мал по сравнению с зазором (рис. 2, б), диод переходит в режим сильного пинча. При этом эффективно эмитируются только участки поверхности, расположенные на периферии катода, а ток на аноде сфокусируется в центральное пятно малого размера и определяется соотношением:

$$I = 8,5\gamma(R/d) \text{ arch } \gamma \text{ [кА]},$$

где $\gamma \approx 2V + 1$ — полная энергия электронов в единицах энергии покоя $m_0 c^2$. Для формирования выведенного пучка С. у. часто используют цилиндрич.

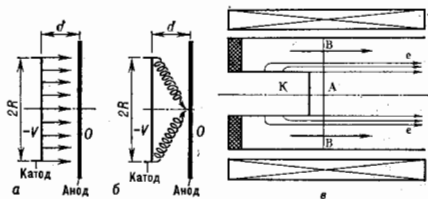


Рис. 2. Траектории электронов в диоде с малым (a) и большим (b) токами; e — в диоде с магнитной изоляцией.

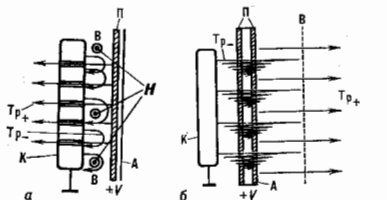


Рис. 3. Схемы ионных диодов с магнитной изоляцией (a) и рефлексных диодов (b): К — катод; А — анод; П — поверхность плазмы; Н — поперечное магнитное поле; Тр₊ — траектории электронов; Тр₋ — траектории ионов; В — виртуальный катод (плоскость остановки электронов).

Генератор мощных высоковольтных импульсов. В большинстве С. у. первичное накопление энергии осуществляется в конденсаторах C (рис. 1) при сравнительно низком напряжении (~ 100 кВ), после чего следует увеличение напряжения на один-два порядка либо с помощью импульсного трансформатора, либо коммутацией конденсаторной батареи из параллельного соединения в последовательное (схема Аркадьева — Маркса). Если длительность импульса больше времени рабочего состояния диода, то приходится вводить «обостритель» импульсов (усилитель мощности) в одном или нескольких каскадах. Эти каскады обычно выполнены в виде отрезков *линий передач*, погруженных в диэлектрик для увеличения уд. энергии/объем. Для этого используют *жидкие диэлектрики* (трансформаторное и касторовое масло в случае высокого напряжения, вода — низкого), не «запоминающие» пробоев и имеющие повш. электрич. прочность при длительности импульса, меньшей ~ 1 мкс. Применение воды, имеющей высокую диэлектрич. проницаемость, и следовательно энергоёмкость, позволяет сократить размеры линии, но требует тщательной очистки и деионизации, чтобы исключить потери энергии за времена порядка $1-10$ мкс. Для малых напряжений и больших токов используются одинарные линии, в обратном случае — двойные (т. е. линии Бломляйна), создающие удвоенное напряжение на нагрузке, к-рой служит диод. В С. у. с малой запасаемой энергией впоказательных источников может непосредственно обеспечить на диоде импульс напряжения длительностью $\lesssim 100$ нс. Такую же схему имеют С. у. с длительностью пучка $\gg 1$ мкс, но в этом случае схема Аркадьева — Маркса обычно собирается из искусств. диных линий. Это позволяет получить на диоде импульсное напряжение, близкое к прямоугольному.

Поскольку ток и мощность С. у. определяются напряжением генератора высоковольтных импульсов, имеющим естеств. техн. ограничения, для достижения экстремальных параметров используется конструкция из модулей с умеренными параметрами каждого модуля и сложением выходных токов или напряжений спец. сумматорам. Так, в исследованиях по инерциальному УТС мощность пучка должна составлять десятки ТВт при энергии электронов $\sim 10^8$ эВ или лёгких ионов $\sim 10^7$ эВ. Для создания С. у. с такими выходными параметрами пучков разработаны схемы высоковольтных ускорителей с параллельным включением выходов деск. десятков модулей. Примеры таких установок — Proto-2 и PBFA-2 (США) и «Ангара-5 (СССР) (табл. 1).

Табл. 1. — Параметры сильноточных ускорителей с параллельным соединением модулей

	PBFA-2 (США)	«Ангара-5 (СССР)
Число модулей	36	8 (проект 48)
Энергия пучка, МДж	13	0, 7(4, 2)
Мощность пучка, ТВт	100	9(50)
Параметры модуля		
Угол, МВ	6	2, 3
Энергия пучка, МДж	0, 36	0, 29
Средняя длина линии (вода)		
Тип	одинарная	двойная
Угол, МВ	0, 150	2, 1
Угол, МВ	4, 6	90
Угол, МВ	50	1, 8
Угол, МВ	2, 7	1, 1
Угол, ТВт	2, 8	1, 8

Для повышения энергии частиц в С. у. используется последоват. включение модулей, т. е. доускорение пучка. Практически это делается в линейных индукц. ускорителях либо в аналогичной по принципу действия последовательности ускоряющих промежуток, питаемых от обств. линий передачи. Непосредств. суммиро-

вание напряжений модулей до 20 МВ на одном диоде осуществлено в установке «Гермес-III с помощью длинной магнитоизоляров. штока-катододержателя, закрепленного лишь на низковольтном конце и проходящего через все модули.

В табл. 2 приведены нек-рые параметры американских С. у. (уже созданной установки «Гермес и разрабатываемой установки EDNA) с последоват. суммированием напряжений отд. модулей.

Табл. 2. — Параметры сильноточных ускорителей со сложением напряжений модулей

	«Гермес-III (США)	EDNA (США)
Выходное напряжение, МВ	22	47
Выходной ток, МА	0, 73	1, 2
Длительность импульса, нс	40	60
Сумматор		
Длина, м	16	37
Число индукторов	20	40
Напряжение на индукторе, МВ	1, 1	1, 2
Одинарные формирующие линии		
Число формирующих линий	80	160
Импульс, Ом	5	4
Зарядное напряжение, МВ	2, 6	2, 9

Транспортировка пучков С. у. на большое расстояние представляет собой сложную проблему, связанную с преодолением сил пространственного заряда и тока (см. *Сильноточные пучки*). Без компенсации пространственного заряда электронный пучок радиуса a может быть проведен в продольном магн. поле, жесткость к-рого $aB \gg 1, 7 \sqrt{I} [кГс\text{-см}]$, но макс. ток ограничен теоретич. значением $\approx 8, 5(\gamma^2 - 1)^{1/2} \ln(R/a) [кА]$, где R — радиус канала транспортировки. При наличии в пучке положит. ионов с относит. плотностью $> \gamma^2$ (напр. при распространении в плазме низкой концентрации) поперечное растекание электронов сменяется сжатием. Необходимая плотность ионов устанавливается также при транспортировке электронных пучков в вакуумных каналах, на периферии к-рых имеется или создается самим пучком плотная плазма. Транспортировка ионных пучков С. у. не может быть обеспечена внеш. полями и требует компенсации сил пространственного заряда ионов медленными сопутствующими электронами. На практике такая нейтрализация осуществляется на выходе ионов из диодов.

Применение С. у. служат гл. обр. для нагрева плазм, создания с помощью полей пучка магнитных ловушек и для сжатия микроионизов в системах УТС с иерциальным удержанием плазмы. Кроме того, пучки, создаваемые С. у., используются для генерации сверхкоротких импульсов СВЧ-колебаний в диапазоне от субмиллиметровых до дециметровых волн, для накачки *химических лазеров* и *газовых лазеров* высокого давления, в коллективных методах ускорения ионов и т. д.

Лит.: Смирнов В. П., Получение сильноточных пучков электронов, ИТЭУ, 1977, № 2, с. 7; Накопление и коммутация энергии больших плотностей, пер. с англ., М., 1979; Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков, М., 1990. А. Н. Лебедев, Б. Н. Яблоков. СИМЕНС (См, S) — единица СИ электрич. проводимости. Названа в честь Э. В. Сименса (E. W. Siemens), 1 См равен электрич. проводимости проводника, имеющего сопротивление 1 Ом.

СИММЕТРИЯ в физике и ме. В том случае, когда состояние системы не меняется в результате к.-л. преобразования, к-рому она может быть подвергнута, говорят, что система обладает С. относительно данного преобразования. С. физ. системы определяется С. её *гамма-функции* (т. е. в квантовой механике — *гамма-матрица*), т. е. преобразованиями С. для физ. системы являются преобразования, не ме-

янию её гомалингована. В математике такие преобразования составляют группу Фунда. а значение S в физике определяется прежде всего тем, что каждому непрерывному преобразованию S отвечает *сохранения закон* нек-рой физ. величины, связанной с указанной S (см. *Нётер теорема*). Т. о., само существование сохраняющихся физ. величин обусловлено определёнными типами S , а физ. величинами выступают в качестве генераторов соответствующих преобразований.

С др. стороны, осн. принципом совр. калибровочных теорий фундам. взаимодействий природы (напр., сильного и электрослабого), заключающийся в том, что в качестве источников калибровочных полей — переносчиков взаимодействия — выступают определённые сохраняющиеся величины, игнорируя тем самым роль зарядов, может быть реализовано только при наличии вполне определённых локальных S . Существование такого рода S однозначно определяет у-ряния, описывающие поведение калибровочных полей. Т. о., симметрия взаимодействий в этом случае полностью определяет их динамику. Подобный подход может быть использован и в теории гравитации. Поэтому соображения о S взаимодействий лежат в основе попыток построения единой теории всех сил природы (см. *Великое объединение*).

Спец. вопросом является теория S . молекул и кристаллов, к-рая, используя теоретико-групповые методы, устанавливает классы *симметрии кристаллов*, типы *симметрии молекул*, классификацию их термов, возможность переходов между ними и т. д. На основе теории S дается описание физ. явлений в средах с определённой S .

Среди разных типов S различают пространственно-временные S и внутренние S .

Пространственно-временные симметрии

Пространственно-временные S являются наиб. общими S природы. Их можно разделить на S , связанные с непрерывными и дискретными преобразованиями.

К непрерывным преобразованиям относятся следующие.

(1) Перенос (сдвиг) системы как целого в пространстве [пространственно-временные преобразования (1) — (4) можно понимать в двух смыслах: как активное преобразование — реальный перенос физ. системы относительно выбранной системы отсчёта; как пассивное преобразование — параллельный перенос системы отсчёта]. S . физ. законов относительно сдвигов в пространстве означает эквивалентность всех точек пространства, т. е. отсутствие в пространстве к.-л. выделенных точек (однородность пространства).

(2) Изменение начала отсчёта времени (сдвиг во времени); S . относительно этого преобразования означает эквивалентность всех моментов времени (однородность времени), благодаря к-рой физ. законы не меняются со временем.

(3) Поворот системы как целого в пространстве; S . физ. законов относительно этого преобразования означает эквивалентность всех направлений в пространстве (изотропность пространства).

(4) Переход к системе отсчёта, движущейся относительно данной системы с постоянной (по направлению и величине) скоростью. S . относительно этого преобразования означает, в частности, эквивалентность всех инерциальных систем отсчёта.

Все указанные S отражают свойства плоского 4-мерного пространства Минковского с псевдоевклидовой метрикой (см. *Относительности теория*). Преобразования (1) и (2) представляют сдвиги, а (3) и (4) — повороты в пространстве Минковского. S . относительно первых двух преобразований приводит к законам сохранения импульса и энергии, а S . относительно пово-

ротов — к закону сохранения момента и равномерному прямолинейному движению центра инерции физ. систем (в инерциальной системе координат).

Это имеет глубокий смысл. Поскольку при всех наблюдениях изучается не само пространство, а поведение материальных объектов (в т. ч. и распространение света), то, по мысли А. Пуанкаре (А. Poincaré), не может существовать абсолютная геометрия пространства, оторванная от физ. явлений. Геом. аксиомы, согласно Пуанкаре, представляют собой условные положения (соглашения), при выборе к-рых руководствуются лишь опытными фактами, но сам выбор остаётся свободным и ограничен только необходимостью избежать внутр. противоречий. Евклидова геометрия, по мысли Пуанкаре, является предпочтительной, т. к. она проще других геометрий и в достаточной степени согласуется со свойствами твёрдых тел. Однако Пуанкаре упускал связь S . пространства с законами сохранения. Если принять в качестве постулата независимое существование всех перечисленных выше законов сохранения, связывающих все возможные процессы в природе (независимо от того, какими силами они вызываются), то 4-мерное пространство Минковского с псевдоевклидовой метрикой может рассматриваться именно в качестве абсолютной геометрии пространства-времени. При этом в пространстве Минковского может быть построена и релятивистская теория гравитации, результаты к-рой для экспериментально наблюдавшихся в Солнечной системе явлений совпадают с выводами *общей теории относительности* А. Эйнштейна (А. Einstein) (ОТО). Риманово пространство ОТО с точки зрения этой теории является «эффективным» пространством, к-рое не может иметь сложной топологии, поскольку «кривизна» её связана с универсальным искривлением движения материальных объектов под действием гравитации, поля в пространстве Минковского. В такой теории естественно выполняются все законы сохранения и возможна локализация энергии — импульса гравитации, поля, не существующая в римановом пространстве (напр., для сильных гравитационных полей).

Дискретные пространственно-временные симметрии

Слабое и сильное отражение. $СРТ$ -симметрия. Из свойств пространства Минковского и осн. положений квантовой теории поля следует, что для любой частицы, обладающей к.-л. зарядом, должна существовать симметричная ей *античастица* (обладающая той же массой, временем жизни и спином, но с противоположным значением заряда), а также необходимость определённой S . между движениями частиц и античастиц. Основой для указанной S . является то, что одновременно, отражение всех пространственных осей (P) и временной оси (T) (т. е. переход к зеркальной системе пространственных координат и отсчёт времени в обратном направлении) формально сводится к повороту в пространстве Минковского на миним. угол (в евклидовом пространстве чётное число отражений сводится к реальному повороту). Поэтому теория, удовлетворяющая требованиям релятивистской инвариантности, т. е. инвариантная относительно поворотов в пространстве Минковского, должна быть инвариантна и относительно T . и слабого отражения (PT). (То, что при этом повороте осуществляется на миним. угол, не имеет принципиального значения, по крайней мере, для теорий с локальным взаимодействием частиц с нуклонным спином.)

Поскольку при слабом отражении энергии и импульсы частиц меняются на противоположные значения, инвариантность теории относительно слабого отражения, казалось бы, приводит к существованию физических недолустимых состояний с отрицат. энергиями. В квантовой теории поля это можно устранить, истолковав движение частиц с отрицат. энергиями как обратное по времени, зеркально симметричное движение частиц с положит. энергиями, но с противоположными значе-

нием яряда. Т. о., необходимость существования античастиц следует из требования релятивистской инвариантности и положительности энергии. (По существу из тех же самых требований вытекает связь спина частиц с их статистикой — см. *Паули теорема*.) Законы природы оказываются, следовательно, симметричными относительно т. н. сильного отражения (CPT) , заключающегося в одновремен. проведении слабого отражения и зарядового сопряжения (C) (т. е. перехода от частиц к античастицам). Это утверждение составляет содержание *теоремы CPT*, согласно к-рой для любого движения частиц может осуществляться в природе симметричное ему (обращенное во времени, зеркально отраженное) движение античастиц.

Несмотря на то что из общих принципов теории следует С. лишь относительно одноврем. проведения преобразований P, T, C , в широком классе явлений существует С. по отношению к каждому из указанных преобразований в отдельности.

Зеркальная симметрия (S , относительно инверсии P). Осуществляется в процессах, involving сильными и эл.-магн. взаимодействиями, а также в системах, связанных с помощью этих взаимодействий (атомах, атомных ядрах, молекулах, кристаллах и т. д.). Наличие зеркальной S означает, что для любого процесса, обусловленного сильными или эл.-магн. взаимодействиями, с равной вероятностью могут осуществляться два зеркально-симметричных перехода. Это обуславливает, напр., симметричность относительно плоскости, перпендикулярной спину, угл. распределения квантов, испускаемых поляризов. ядрами (поскольку вероятности вылета n -кванта под углами θ и $\pi - \theta$ к спину ядра одинаковы; $w(\theta) = w(\pi - \theta)$). Зеркально-симметричные состояния отличаются друг от друга противоположными направлениями скоростей (импульсов) частиц и электрич. полей и спинов частиц. С. гамма-тоннава относительно пространственной инверсии отвечает закон сохранения пространственной четности системы. Пространственная четность, подобно др. величинам, существующая в квант. механике с дискретными S , не имеет аналога в классич. механике (т. к. в последней нет понятия относ. фазы между состояниями), однако она может служить характеристической волновых движений (напр., в волноводах).

Наличие зеркальной S гамма-тоннава взаимодействия не исключает возможности существования физ. состояний, где такая S нарушена. Примером могут служить изомерные молекулы, к-рые вращают плоскость поляризации света в противоположные стороны. Существование *изомерии молекулы* явно нарушает зеркальную S и представляет собой случай т. н. *спонтанного нарушения симметрии*. Общая S гамма-тоннава относительно инверсий проявляется в том, что для любой, напр. левовращающей, молекулы существует правовращающий изомер, представляющий собой зеркальное изображение первой. Формальное нарушение зеркальной S связано, т. о., в этом случае с *вырождением* осн. состояния и асимметрией физ. вакуума для света, распространяющегося в веществе из одних правовращающих или левовращающих молекул.

Зарядовая симметрия

Сильные и эл.-магн. взаимодействия инвариантны относительно операции зарядового сопряжения: замены всех частиц на соответствующие им античастицы. Эта S в является пространственной и рассматривается в этом разделе из-за ее связи с CPT -симметрией. Зарядовая S приводит к закону сохранения особой величины — *зарядовой четности* (или S -четности), характеризующей истинно нейтральную частицу (или систему частиц, не обладающую к.-л. зарядом), переходящую сама в себя при зарядовом сопряжении.

CP-симметрия

S гамма-тоннава относительно преобразования пространственной инверсии одновременно с зарядовым сопряжением (комбиниров. инверсия) наз. CP -симметрией. Поскольку сильные и эл.-магн. взаимодействия симметричны относительно каждого из этих преобразований, они симметричны и относительно комбиниров. инверсии. Однако относительно этого преобразования оказываются симметричными и слабые взаимодействия, к-рые не обладают S по отношению к преобразованию инверсии и зарядовому сопряжению в отдельности. С. процессов слабого взаимодействия относительно комбиниров. инверсии может служить указанием на то, что отсутствие зеркальной S в них связано со структурой элементарных частиц и что античастицы по своей структуре являются как бы «зеркальным изображением» соответствующих частиц. В этом смысле процессы слабого взаимодействия, происходящие с к.-л. частицами, и соответствующие процессы с их античастицами связаны между собой так же, как и явления в оптич. изомерах.

Открытие распадов долгоживущих K_L^0 -мезонов на два π -мезона и наличие зарядовой асимметрии в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \nu_e (\pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \bar{\nu}_e (\pi^- \mu^+ \nu_\mu)$ (см. *K-мезоны*) указывают на существование сил, несимметричных относительно комбиниров. инверсии. Пока не установлено, являются ли эти силы малыми добавками к известным фундам. взаимодействиям (сильному, эл.-магн., слабому) или же имеют особую природу. Возможно, что нарушение CP -симметрии связано со спонтанным нарушением S физ. вакуума в нашей области Вселенной.

Симметрия относительно обращения времени (T)

Благодаря существованию CPT - и CP -симметрии как для сильных, так и для электрослабых взаимодействий (исключая взаимодействие, нарушающее CP -симметрию) выполняется S относительно обращения времени. Она означает, что любому движению под действием этих сил соответствует в природе симметричное движение, при к-ром система переходит в обратном порядке все состояния, что и в первоначальном движении, но с измененными на противоположные направлениями скоростей частиц, спинами и магн. полями. Из T -симметрии следуют соотношения между прямыми и обратными реакциями, позволяющие экспериментально проверить выполнение T -инвариантности в разл. процессах (см. *Детальное рассмотрение принципа*), а также ряд др. заключений (см., напр., *Крамерса теорема*).

Симметрия относительно перестановки одинаковых частиц

При квантовомеханич. описании систем, содержащих одинаковые частицы, эта S приводит к принципу неразличимости одинаковых частиц, к полной их тождественности. Волновая ф-ция системы симметрична относительно перестановки любой пары одинаковых частиц с целым спином (т. е. перестановки их пространственных и спиновых переменных) и антисимметрична относительно такой перестановки для частиц с полуполым спином. Связь спина и статистики является следствием релятивистской инвариантности теории и тесно связана с CPT -теоремой.

Симметрия (или антисимметрия) волновой ф-ции относительно перестановки одинаковых частиц является простейшим (одномерным) *представлением группы перестановок*. В принципе математически возможно существование более сложных (многомерных) представлений этой группы (см. *Парастатистика*). Реальные более сложные типы S возникают отдельно для кординатных (или спиновых) волновых ф-ций одинаковых частиц, когда рассматриваются перестановки только

координат (или только спинов) одинаковых частиц (см. Юнга *схемы*).

Внутренние симметрии

Под внутренними С. понимают С. между частицами (в квантовой теории поля — между полями) с различными внутренними *квантовыми числами*. Среди различных внутр. С. можно выделить глобальные С. и локальные С.

Глобальные С. Примером такой С. является инвариантность лагранжиана относительно следующих *калибровочных преобразований* входящих в него полей:

$$\psi_i \rightarrow \psi_i' = \exp(i\alpha Q_i) \psi_i, \quad \psi_i^* \rightarrow (\psi_i')^* = (\psi_i^*)^* \exp(-i\alpha Q_i), \quad (1)$$

где α — произвольное число, а числа Q_i фиксированы для каждого поля ψ_i . Эта инвариантность приводит к аддитивному закону сохранения заряда $\sum_i Q_i =$

$= \text{const}$. Наряду с электрическими в качестве зарядов могут выступать и др. заряды: барьонный, лептонный, странность и т. д. Инвариантность относительно преобразования (1) выполняется, когда в лагранжиан симметрично в виде комбинации $(\psi_i + \psi_i^*)$ входят два действительных поля ψ_{i1} и ψ_{i2} (с одинаковыми массами). В этом случае они могут быть заменены комплексными полями

$$\psi_i = 1/\sqrt{2} (\psi_{i1} + i\psi_{i2}) \quad \text{и} \quad \psi_i^* = 1/\sqrt{2} (\psi_{i1}^* - i\psi_{i2}^*).$$

Преобразование (1) отвечает преобразованию «поворота» полей вокруг фиксиров. осей:

$$\begin{aligned} \psi_{i1}' &= \psi_{i1} \cos \alpha - \psi_{i2} \sin \alpha, \\ \psi_{i2}' &= \psi_{i2} \sin \alpha + \psi_{i1} \cos \alpha. \end{aligned} \quad (2)$$

Симметрия (1) наз. *глобальной С.*, если параметр преобразования α не зависит от пространственно-временных координат точки, в к-рой рассматривается поле. Преобразования (1) с разл. параметрами α коммутируют между собой и составляют *абелеву группу* $U(1)$ (см. *Симметрия* $U(1)$). Если лагранжиан симметричен относительно преобразований «поворотов» нек. комплексных полей, то возникают более сложные, *неабелевы* группы С. с нек. параметрами, напр. группа $SU(2)$ для *изотопического спина* (см. *Симметрия* $SU(2)$), группа $SU(3)$ для *цветовой С.* [$SU(3)$, см. *Цвет, Симметрия* $SU(3)$] или С. между *ароматами* кварков [$SU_f(3)$]. Во всех случаях С. наз. *глобальной*, если параметры преобразований не зависят от пространственно-временных координат.

Дополнительная, т. е. киральная симметрия возникает для частиц нулевой массы. Поскольку для безмассовых частиц сохраняется их *спиральность*, наличие к.-л. внутр. С. для них приводит к тому, что она может выполняться независимо для левых и правых частиц (с положит. и отрицат. спиральностью). Так, для безмассовых *u-, d-кварков* должна быть группа С. $SU_L(2) \times SU_R(2)$.

Локальные С. Если параметры преобразований для глобальных С. можно рассматривать как произвольные ф-ции пространственно-временных координат, то говорят, что соответствующие С. выполняются локально. Предположение о существовании локальной С. позволяет построить теорию, в к-рой сохраняющиеся (благодаря наличию глобальной С.) величины (заряды) выступают в качестве источников особых *калибровочных полей*, нероспавших взаимодействие между частицами, обладающими соответствующими зарядами. Поскольку во всякую динамич. теорию входит обобщенный импульс, оператор к-рого $\hat{P}_\mu = i\partial/\partial x^\mu$ при дейст-

вии на преобразованное поле приводит в случае локальной С. к появлению произвольных ф-ций [напр., $iQ\partial/\partial x^\mu$ для преобразования (1)], то инвариантность теории возможна лишь при условии, когда возникающий произвол каким-то образом компенсируется. Такая компенсация оказывается возможной, если обобщенный импульс входит в теорию в комбинации с нек-рыми векторным полем, соответственно изменяющимся при калибровочных преобразованиях. Т. о., локальная С. может осуществляться только при наличии компенсирующих (калибровочных) полей. Для локальной $U(1)$ -симметрии обобщенный импульс должен входить в комбинации $\hat{P}_\mu - QA_\mu$ с векторным полем A_μ , к-рое при преобразованиях (1) изменяется по закону $A'_\mu = A_\mu - \partial\alpha/\partial x^\mu$.

Произвол, существующий в определении поля A_μ (произвольная ф-ция $\partial\alpha/\partial x^\mu$), устраняется в тензоре

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu}.$$

Поэтому физ. величинами являются компоненты тензора $F_{\mu\nu}$, из к-рого однозначно строится лагранжиан поля A_μ .

Для локальных неабелевых С. необходимо существование нек. векторных калибровочных полей, к-рые в этом случае будут сами обладать «зарядами» и взаимодействовать между собой. Требование отсутствия калибровочного произвола в физ. величинах позволяет однозначно установить закон взаимодействия этих полей. Впервые модель с локальной изотопической $SU(2)$ -симметрией была рассмотрена Ч. Янгом (Ch. Yang) и Р. Л. Миллсом (R. L. Mills) в 1954. Успех *квантовой хромодинамики*, построенной на основе локальной цветовой $SU_C(3)$ -симметрии и теории *электромагнитных взаимодействий*, позволяет предположить, что требование локальной С. является общим принципом построения теории фундаментальных взаимодействий. Исходя из этих принципов строятся разл. модели *Великого объединения*, в к-рых пытаются учесть наблюдаемую в электрослабом взаимодействии С. между лептонами и кварками, С. между разл. поколениями лептонов и кварков, а также использовать предполагаемую суперсимметрию, связывающую частицы с целым и полуделым спином (см. *Суперсимметрия, Супергравитация*).

Нарушение симметрии

Многие из С. природы являются приближенными или нарушенными. Следует различать при этом явное и *спонтанное нарушение симметрии*. Явное нарушение С. обусловлено нарушением С. эффективного гамильтониана системы [напр., нарушение изотопич. инвариантности и $SU_f(3)$ -симметрии по ароматам кварков связано с различием их масс]. Спонтанное нарушение С. происходит из-за нарушения С. вакуума, к-рый при симметричном гамильтониане может быть вырожденным (см. *Вырождение вакуума*). Спонтанное нарушение глобальных С. приводит к появлению безмассовых (голдстоуновских) частиц (см. *Голдстоуна теорема, Голдстоуновские бозоны*). Спонтанное нарушение калибровочных С. может, наоборот, приводить к тому, что безмассовые частицы, отвечающие калибровочным полям (какими являются, напр., поля промежуточных W^\pm и Z^0 -бозонов), приобретают массу (см. *Хиггса бозон*). Спонтанное нарушение дискретных С. может быть в принципе причиной появления P - или CP -несимметричных вакуумов в определенных частях Вселенной и объяснять наблюдаемые явления нарушения P - или CP -четности.

При достижении высоких энергий, когда становятся возможными переходы между различными физ. вакуумами, спонтанно нарушенная С. может восстанавливаться.

Симметрия квантовомеханических систем и вырождение

Если квантовомеханич. система обладает определённой С., то операторы сохраняющихся физ. величин, соответствующих этой С., коммутируют с гамильтонианом системы. Если не-р-ые из этих операторов не коммутируют между собой, уровни энергии системы оказываются вырожденными (см. *Вырождение*): определённом уровню энергии отвечают неск. различных состояний, преобразующихся друг через друга при преобразованиях С. В матем. отношении эти состояния представляют базис невырожденного представления группы С. системы. Это обуславливает плодотворность применения методов теории групп в квантовой механике.

Помимо вырождения уровней энергии, связанного с явной С. системы (напр., относительно поворотов системы как целого), в ряде задач существует дополнит. вырождение, связанное с т. н. скрытой С. взаимодействия. Такие скрытые С. существуют, напр., для кулоновского взаимодействия и для вращательного осциллятора. Скрытая С. кулоновского взаимодействия, приводящая к вырождению состояний с разл. орбитальными моментами, обусловлена, как показал В. А. Фок (1935), явной С. кулоновского взаимодействия в 4-мерном импульсном пространстве.

Если система, обладающая к.-л. С., находится в поле сил, нарушающих эту С. (но достаточно слабых, чтобы их можно было рассматривать как малое возмущение), происходит расщепление вырожденных уровней энергии исходной системы: разл. состояния, к-рые в силу С. системы имели одинаковую энергию, под действием «несимметричного» возмущения приобретают разл. энергетич. смещения, а в случаях, когда возмущающее поле обладает нек-рой С., составляющей часть С. исходной системы, вырождение уровней энергии снимается не полностью: часть уровней остаётся вырожденной в соответствии с С. взаимодействия, «включающей» возмущающее поле.

Наличие в системе вырожденных по энергии состояний в свою очередь указывает на существование С. взаимодействия и позволяет в принципе выявить эту С., когда она заранее неизвестна. Последнее обстоятельство играет важнейшую роль, напр., в физике элементарных частиц.

Динамические симметрии

Оказалось плодотворным понятие т. н. динамич. С. системы, к-рое возникает, когда рассматриваются преобразования, включающие переходы между состояниями системы с разл. энергиями. Невырожденным представлением группы динамич. С. будет весь спектр стационарных состояний системы. Понятие динамич. С. можно распространить и на случаи, когда гамильтониан системы зависит от времени, причём в одно невырожденное представление динамич. группы С. объединяются в этом случае все состояния квантовомеханич. системы, не являющиеся стационарными (т. е. не обладающие заданной энергией).

Лит.: Вигнер Е., Элементы симметрии, пер. с англ., М., 1974; Гибсон У., Поллард В., Принципы симметрии в физике элементарных частиц, пер. с англ., М., 1979; Уанкар А., О науке, пер. с франц., М., 1983; Эддингс Дж., Дюбер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; Логунин А. А., Лекции по теории относительности и гравитации, М., 1987; Фейнман Р., Характер физических законов, пер. с англ., М., 1987. С. С. Герштейн.

СИММЕТРИЯ КРИСТАЛЛОВ — свойство кристаллов совмещаться с собой при поворотах, отражениях, параллельных переносах либо при части или комбинации этих операций. Симметрия внеш. формы (гранки) кристалла определяется симметрией его атомного строения, к-рая обуславливает также и симметрию физ. свойств кристалла.

На рис. 1а изображён кристалл кварца. Внеш. его форма такова, что поворотом на 120° вокруг оси

З он может быть совмещён сам с собой (совместимое равенство). Кристалл метасиликата натрия (рис. 1, б) преобразуется в себя отражением в плоскости симметрии m (зеркальное равенство).

Если $F(x_1, x_2, x_3)$ — функция, описывающая объект, напр. форму кристалла в трёхмерном пространстве или к.-л. его свойство, а операция $g[x_1, x_2, x_3]$ осуществляет преобразование координат всех точек объекта, то g является операцией, или преобразованием с симметрией, а F — симметричным объектом, если выполняются условия:

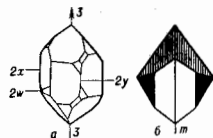
$$g[x_1, x_2, x_3] = x'_1, x'_2, x'_3, \quad (1a)$$

$$F(x_1, x_2, x_3) = F[x'_1, x'_2, x'_3]. \quad (1b)$$

В наиб. общей формулировке симметрия — неизменность (инвариантность) объектов и законов при нек-рых преобразованиях описывающих их переменных. Кристаллы — объекты в трёхмерном пространстве, поэтому классич. теория С. к. — теория симметричных преобразований в себе трёхмерного пространства с учётом того, что внутр. атомная структура кристаллов дискретная, трёхмерно-периодическая. При преобразованиях симметрии пространство не деформируется, а преобразуется как жёсткое целое. Такие преобразования наз. ортогональными или изометрическими. После преобразования симметрии части объекта, находящиеся в одном месте, совпадают с частями, находящимися в др. месте. Это означает, что в симметричном объекте есть равные части (совместимые или зеркальные).

С. к. проявляется не только в их структуре и свойствах в реальном трёхмерном пространстве, но также и при описании энергетич. спектра электронов кристалла (см. *Зонная теория*), при анализе процессов дифракции рентгеновских лучей, дифракции нейтронов и дифракции электронов в кристаллах с использованием обратного пространства (см. *Обратная решётка*) и т. п.

Группы симметрии кристаллов. Кристаллу может быть присуща не одна, а неск. операций симметрии. Так, кристалл кварца (рис. 1, а) совмещается с собой не только при повороте на 120° вокруг оси z (операция g_1), но и при повороте вокруг оси z на 240° (операция g_2), а также при поворотах на 180° вокруг осей $2x_1, 2y_1, 2z_1$ (операции g_3, g_4, g_5). Каждой операции симметрии может быть сопоставлен элемент симметрии — прямая, плоскость или точка, относительно к-рой производится данная операция. Напр., ось z или ось $2x_1, 2y_1, 2z_1$ являются осями симметрии, плоскость m (рис. 1, б) — плоскостью зеркальной симметрии и т. п. Совокупность операций симметрии $\{g_1, g_2, \dots, g_n\}$ данного кристалла образует группу симметрии G в $G = \{g_1, \dots, g_n\}$ в смысле матем. теории групп. Последоват. проведение двух операций симметрии также является операцией симметрии. В теории групп это обозначают как произведение операций: $g_i g_k = g_l$. Всегда существует операция идентичности g_0 , ничего не изменяющая в кристалле, наз. тождественным, она геометрически соответствует шестидельности объекта или повороту его на 360° вокруг любой оси. Число операций, образующих группу G , наз. порядком группы.



Группы симметрии преобразований пространства классифицируют по числу n измерений пространства, в n -рых они определены; по числу m измерений пространства, в n -рых объект периодичен (их соответственно обозначают G_m^n), и по нек-рым др. признакам. Для описания кристаллов используют различные группы симметрии, из n -рых важнейшими являются точечные группы симметрии G_2^n , описывающие внеш. форму кристаллов; их наз. также кристаллографич. классами; пространственные группы симметрии G_3^n , описывающие атомную структуру кристаллов.

Точечные группы симметрии. Операциями точечной симметрии являются: повороты \bar{N} вокруг оси симметрии порядка N на угол, равный $360^\circ/N$ (рис. 2, а); отражение в плоскости симметрии m (зеркальное отражение, рис. 2, б); инверсия $\bar{1}$ (симметрия относительно точки, рис. 2, в); инверсионные повороты \bar{N} (комбинация поворота на угол $360^\circ/N$ с одновр. инверсией, рис. 2, г). Вместо

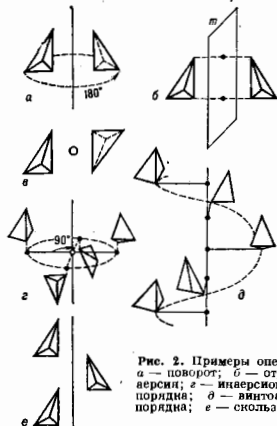


Рис. 2. Примеры операций симметрии: а — поворот; б — отражение; в — инверсия; г — инверсионный поворот 4-го порядка; д — винтовой поворот 4-го порядка; е — скользящее отражение.

инверсионных поворотов иногда рассматриваются аксиальные или зеркальные повороты N . Геометрически возможные сочетания операций точечной симметрии, n -рая изображается обычно в стереографич. проекции. При преобразовании n точечной симметрии по крайней мере одна точка объекта остаётся неподвижной — преобразуется сама в себя. В ней пересекаются все элементы симметрии, и она является центром стереографич. проекции. Примеры кристаллов, относящихся к различным точечным группам, даны на рис. 3.

Точечные преобразования симметрии $g(x_1, x_2, x_3) = x'_1, x'_2, x'_3$ описываются линейными уравнениями

$$\begin{aligned} x'_1 &= a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3, \\ x'_2 &= a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3, \\ x'_3 &= a_{31}x_1 + a_{32}x_2 + a_{33}x_3 \end{aligned} \quad (2a)$$

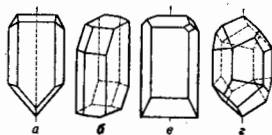


Рис. 3. Примеры кристаллов, принадлежащих к разным точечным группам (кристаллографическим классам): а — к классу m (одна плоскость симметрии); б — к классу $\bar{1}$ (центр симметрии или центр инверсии); в — к классу 2 (одна ось симметрии 2-го порядка); г — к классу $\bar{6}$ (одна инверсионно-поворотная ось 6-го порядка).

или матрицей коэффициентов

$$D = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix} = (a_{ij}). \quad (3)$$

Напр., при повороте вокруг оси x_1 на угол $\alpha = 360^\circ/N$ матрица D имеет вид:

$$\begin{vmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix},$$

а при отражении в плоскости x_1x_2 D имеет вид:

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{vmatrix}.$$

Число точечных групп G_2^n бесконечно. Однако в кристаллах ввиду наличия кристаллич. решётки возможны только операции и соответственно оси симметрии до 6-го порядка (кроме 5-го; в кристаллич. решётке не может быть оси симметрии 5-го порядка, т. к. с помощью пятиугольных фигур нельзя заполнить пространство без промежутков). Операции точечной симметрии и соответствующие им элементы симметрии обозначаются символами: оси 1, 2, 3, 4, 6, инверсионные оси $\bar{1}$ (центр симметрии или центр инверсии), $\bar{2}$ (она же — плоскость симметрии m), $\bar{3}$, $\bar{4}$, $\bar{6}$ (рис. 4).

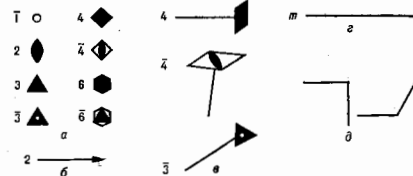


Рис. 4. Графические обозначения элементов точечной симметрии: а — кружок — центр симметрии, ось симметрии, перпендикулярные плоскости чертежа; б — ось 2, параллельные плоскости чертежа; в — ось симметрии, параллельные или косо расположенные к плоскости чертежа; г — плоскость симметрии, перпендикулярная плоскости чертежа; д — плоскости симметрии, параллельные плоскости чертежа.

Для описания точечной группы симметрии достаточно задать одну или неск. порождающих её операций симметрии, остальные её операции (если они есть) возникнут в результате взаимодействия порождающих. Напр., для кварца (рис. 1, а) порождающими операциями являются 3 и одна из операций 2, а всего операций в этой группе 6. В международные обозначения групп входят символы порождающих операций симметрии. Точечные

группы объединяются по точечной симметрии формы элементарной ячейки (с периодами a, b, c и углами α, β, γ) в 7 симгоний (табл. 1).

Группы, содержащие кроме гл. оси N плоскости симметрии m , обозначаются как N/m , если $\perp N$ или Nm , если ось лежит в плоскости m . Если группа помимо гл. оси имеет неск. проходящих через неё плоскостей симметрии, то она обозначается Nmm .

Табл. 1. — Точечные группы (классы) симметрии кристаллов

Симгония	Обозначения групп		Название класса (группы)
	мендугар.	по Шёнфлюсу	
Тригональная $a=b \neq c$ $\alpha=\beta \neq \gamma=90^\circ$	1	C_1	Монокристаллический
	$\bar{1}$	C_1	Пинакоидальный
Моноклиническая $a \neq b \neq c$ $\alpha=\beta=90^\circ$ $\gamma \neq 90^\circ$	2	C_2	Диэдрический осевой
	m	C_2	Диэдрический бесосевый
	$2/m$	C_{2h}	Призматический
Ромбическая $a \neq b \neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$	222	D_2	Ромбо-тетраэдрический
	$mm2$	C_{2v}	Ромбо-пирамидальный
	mmm	C_{3h}	Ромбо-дипирамидальный
Тетрагональная $a=b \neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$	4	C_4	Тетрагонально-пирамидальный
	442	D_4	Тетрагонально-трапецоэдрический
	$4/m$	C_{4h}	Тетрагонально-дипирамидальный
	$4mm$	C_{4v}	Дитетрагонально-пирамидальный
	$4/mmm$	D_{2d}	Дитетрагонально-дипирамидальный
	$\bar{4}$	S_4	Тетрагонально-тетраэдрический
Тригональная (в ромбоэдрической установке) $a=b \neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$	3	C_3	Тригонально-пирамидальный
	32	D_3	Тригонально-трапецоэдрический
(возможно описание и в гексагональных координатах)	$3m$	C_{3h}	Дитригонально-пирамидальный
	$\bar{3}$	C_{3i}	Ромбоэдрический
	$3\bar{2}$	D_{3d}	Дитригонально-скалоэдрический
Гексагональная $a=b \neq c$ $\alpha=\beta=90^\circ$ $\gamma=120^\circ$	$\bar{6}$	C_6	Тригонально-дипирамидальный
	$6/m2$	D_{3h}	Дитригонально-дипирамидальный
	6	C_6	Гексагонально-пирамидальный
	622	D_6	Гексагонально-трапецоэдрический
	$6/m$	C_{3h}	Гексагонально-дипирамидальный
	$6mm$	C_{6v}	Дигексагонально-пирамидальный
	$6/mmm$	D_{3h}	Дигексагонально-дипирамидальный
Кубическая $a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$	23	T	Тритетраэдрический
	$m\bar{3}$	T_h	Дидодекаэдрический
	$\bar{4}3m$	O	Гексаоктаэдрический
	432	O_h	Триоктаэдрический
	$m\bar{3}m$	O_h	Гексоктаэдрический

Группы, содержащие лишь повороты, описывают кристаллы, состоящие только из совместно равных частей (группы 1-го рода). Группы, содержащие отражения или инверсионные повороты, описывают кристаллы, в к-рых есть зеркально равные части (группы 2-го рода). Кристаллы, описываемые группами 1-го рода, могут кристаллизоваться в двух энантиоморфных формах («справой» и «слево»), каждая из к-рых не содержит элементов симметрии 2-го рода, но зеркально-равных друг другу (см. *Энантиоморфия*).

Группы C_n несут в себе геом. смысл: каждой из операций $g \in G$ соответствует, напр., поворот вокруг оси симметрии, отражение в плоскости. Нек-рые точечные группы в смысле теории групп, учитывающей лишь правила взаимодействия операций $g_1 g_2 = g_3$ в данной группе (но не их геом. смысл), оказываются одинаковыми, или эквивалентными друг другу. Таковы, напр., группы 4 и $\bar{4}$; $2/m, mm2, 222$. Всего имеется 18 абстрактных групп, изоморфных одной или нескольким из 32 точечных групп C_n .

Точечные группы описывают симметрию не только кристаллов, но любых конечных фигур. В живой природе часто наблюдается запрещённая в кристаллографии точечная симметрия с осями 5-го, 7-го порядка и выше. Для описания регулярной структуры сферич. вирусов, в оболочках к-рых наблюдаются приципы плотной упаковки молекул, и нек-рых теоретич. молекул оказались важными икосаэдрич. точечные группы 532 и $m\bar{3}m$ (см. *Биологический кристалл*). Икосаэдрич. симметрия наблюдается также в *кварцкристаллах*.

Предельные группы. Ф-ции, к-рые описывают зависимость различных свойств кристалла от направления, имеют определённую точечную симметрию, однократно связанную с группой симметрии ограничения кристалла. Она либо совпадает с ней, либо выше неё по симметрии (*Неймана прицип*).

В отношении макроскопич. свойств кристалл может описываться как однородная непрерывная среда. Поэтому многие из свойств кристаллов, принадлежащих к тем или иным точечным группам симметрии, описываются т. н. предельными точечными группами, содержа-

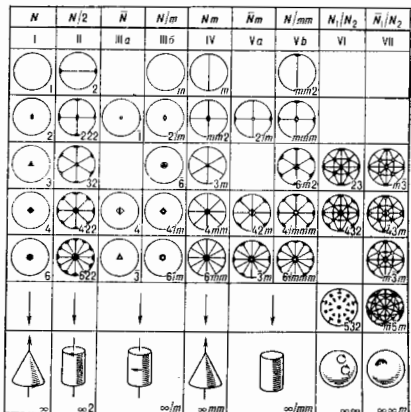


Fig. 5. Стереографические проекции 32 кристаллографических и 2 икосаэдрических групп. Группы расположены в колонки по семействам, символы которых даны в верхнем ряду. В нижнем ряду указаны предельная группа каждого семейства и обозначены фигуры, иллюстрирующие предельную группу.

На основе определённых правил из симметричных пространственных групп можно извлечь нетривиальные подгруппы, что даёт ещё 157 несимметричных пространственных групп. Всего пространственных групп 230. Операции симметрии при преобразованиях точки x в симметрично равную ей x' (а значит, и всего пространства в себя) записываются в виде: $x' = Dx + \alpha(D) + t + t_c$, где D — точечное преобразование, $\alpha(D)$ — компоненты винтового поворота или скользящего отражения, $t + t_c$ — операции трансляции группы Браве. Операции винтовой симметрии и соответствующие им элементы симметрии — винтовые оси имеют угол компоненты $\alpha_s = 2\pi/N$ ($N = 2, 3, 4, 6$) и трансляционную $t_s = -iq/N$, где t — трансляция решётки, поворот на α_s происходит одновременно с трансляцией вдоль оси N , q — индекс винтового поворота. Общий символ винтовых осей N_q (рис. 6). Винтовые оси направлены вдоль гл. осей или диагоналей элементарной ячейки. Оси 3_1 и 3_2 , 4_1 и 4_2 , 6_1 и 6_2 , 6_3 и 6_4 соответствуют попарно правым и левым винтовым поворотам. Кроме операции зеркальной симметрии в пространственных группах возможны также плоскости скользящего отражения a , b , c : отражение сочетается с переносом на половину

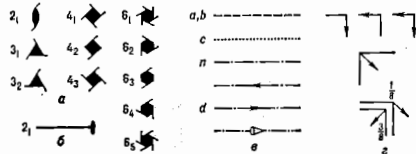


Рис. 6. а — Графические обозначения винтовых осей, перпендикулярных плоскости рис.; б — винтовая ось, лежащая в плоскости рис.; в — плоскости скользящего отражения, перпендикулярные плоскости рис.; г, д, е — периоды элементарной ячейки, вдоль осей которых происходит скользящее (трансляционная компонента $a/2$), n — диагональная плоскость скользящего отражения (трансляционная компонента $(a+b)/2$), д — алмазная плоскость скользящего (на $\pm b \pm c/4$); е — то же в плоскости рисунка.

соответствующего периода решётки. Переносу на половину диагонали грани ячейки соответствует т. н. клиновидная плоскость скользящего отражения a , кроме того, в тетрагональных и кубич. группах возможны «алмазные» плоскости d .

В табл. 2 даны интернациональные символы всех 230 пространственных групп в соответствии с их принадлежностью к одной из 7 сингоний и к классу точечной симметрии.

Трансляц. компоненты операций микросимметрии пространственных групп макроскопически в точечных группах не проявляются; напр., винтовая ось в границе кристаллов проявляется как соответствующая по порядку простая поворотная ось. Поэтому каждая из 230 групп G_3^3 макроскопически сходственна (гоморфна) с одной из 32 точечных групп. Напр., на точечную группу $D_{2h} - m\bar{3}m$ гомоморфно отображаются 28 пространственных групп.

Обозначения Шенфлиса пространственных групп — это обозначение соответственной точечной группы (напр., D_{2h} , табл. 1), к-рому сверху присписан приятный исторически порядковый номер, напр. $D_{2h}^1 - D_{2h}^{25}$. В международных обозначениях указывается символ решётки Браве и порождающие операции симметрии каждой группы — $P2_1, Cmc2_1, R\bar{3}c, Im\bar{3}m$ и т. д. Последовательность расположения пространственных групп в табл. 2 в международных обозначениях соответствует номеру (верхнему индексу) в обозначениях Шенфлиса.

На рис. 7 дано изображение пространств группы $D_{2h}^{16} - Pnma$ согласно Интернациональным кристаллографич. таблицам. Операции (и соответствующие им элементы) симметрии каждой пространственной группы, указываемые для элементарной ячейки, действуют на всё кристаллич. пространство, всю атомную структуру кристалла и друг на друга.

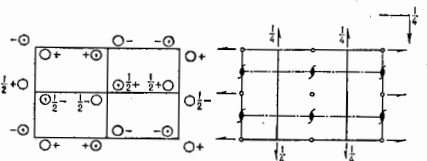


Рис. 7. Изображение группы $D_{2h}^{16} - Pnma$ в Интернациональных таблицах.

Если задать внутри элементарной ячейки к.н. точку $x(x_1, x_2)$, то операции симметрии преобразуют её в симметрично равные ей точки во всём кристаллич. пространстве; таких точек бесконечное множество. Но достаточно описать их положение в одной элементарной ячейке, и эта совокупность уже будет размножаться трансляциями решётки. Совокупность точек, выводимых из данной операции g_i группы $G - x_1, x_2, \dots, x_{n-1}$, наз. правильной системой точек (ПСТ). На рис. 7 справа дано расположение элементов симметрии группы D_{2h}^{16} , слева — изображение ПСТ общего

положения этой группы. Точка общего положения — это такие точки, к-рые не расположены на элементе точечной симметрии пространственной группы. Число (кратность) таких точек равно порядку группы. Точки, расположенные на элементе (или элементах) точечной симметрии, образуют ПСТ ч. а. с. н. о. л. о. ж. е. и обладают соответственной симметрией, количество их в доле число раз меньше кратности ПСТ общего положения. На рис. 7 слева кружками указаны точки общего положения, их внутри элементарной ячейки 8, символы \leftrightarrow и \leftarrow , $\langle 1/2 \rightarrow$ и $\langle 1/2 \leftarrow$ означают соответственно координаты $+z, -z, 1/2 + z, 1/2 - z$. Занятые или их отсутствие означают попарное зеркальное равенство соответствующих точек относительно плоскостей симметрии m , лежащих в данной группе при $y = 1/4$ и $3/4$. Если же точка попадает на плоскость m , то она этой плоскостью не удаляется, как в случае точек общего положения, и число (кратность) таких точек частного положения 4, их симметрия — m . То же имеет место при попадании точки в центры симметрии.

Для каждой пространственной группы имеются свои собственные ПСТ. Правильная система точек общего положения для каждой группы одна. Но некоторые из ПСТ частного положения могут оказаться одинаковыми для различных групп. В Интернациональных таблицах указаны кратности ПСТ, их симметрия и координаты и все др. характеристики каждой пространственной группы. Важность понятия ПСТ состоит в том, что в любой кристаллич. структуре, принадлежащей данной пространственной группе, атомы или центры молекул располагаются по ПСТ (одной или нескольким). При структурном анализе распределение атомов по одной или нескольким ПСТ данной пространственной группы производится с учётом хим. ф-ии кристалла и данных дифракц. эксперимента, позволяет находить координаты точек частных или общих положений, в к-рых расположены атомы. Поскольку каждая ПСТ состоит из одной или кратного числа решёток Браве, то и расположение атомов можно представлять себе как совокупность «вдвину-

тых друг в друга решётки Браве. Такое представление эквивалентно тому, что пространственная группа содержит в себе как подгруппу трансляц. группы Браве.

Подгруппы группы симметрии кристаллов. Если часть операции к.-л. группы G_j (g_1, \dots, g_n) сама образует группу G_k (g_1, \dots, g_m), $m < n$, $G_j \in G_k$, то последняя наз. подгруппой первой. Напр., подгруппами точечной группы 32 (рис. 1, а) являются группы 3 и группа 2. Также и среди пространств. групп существует иерархия подгрупп. Пространственные группы могут иметь в качестве подгрупп точечные группы (таких пространственных групп 217) и подгруппы, к-рые являются пространственными группами более низкого порядка. Соответственно существует иерархия подгрупп.

Большинство пространственных групп симметрии кристаллов различны между собой и как абстрактные группы; число абстрактных групп изоморфных 230 пространственным группам равно 219. Абстрактно равными оказываются 11 зеркально-равных (эантиоморфных) пространственных групп — одна лишь с правыми, другие с левыми винтовыми осями. Таковы, напр., $P3_121$ и $P3_221$. Обе эти пространственные группы гомоморфно отображаются на точечную группу 32, к к-рой принадлежит кварц, но кварц соответственно бывает правый и левый: симметрия пространственной структуры в этом случае выражается макроскопически, но точечная группа в обоих случаях та же.

Роль пространственных групп симметрии кристаллов. Пространственные группы симметрии кристаллов — основа теоретич. кристаллографии, дифракционных и иных методов определения атомной структуры кристаллов и описания кристаллич. структур.

Дифракционная картина, получаемая методом рентгенографии, нейтрографии или электрографии, позволяет установить симметричные и геом. характеристики *обратной решетки* кристалла, а следовательно и самой структуры кристалла. Так определяют точечную группу кристалла и элементарную ячейку; по характерным погасаниям (отсутствию определённых дифракционных рефлексов) определяют тип решетки Браве и принадлежность к той или иной пространственной группе. Размещение атомов в элементарной ячейке находят по совокупности интенсивностей дифракционных рефлексов.

Большую роль играют пространственные группы в кристаллохимии. Определено более 100 тыс. кристаллич. структур неорганич., органич. и биологич. соединений. Любой кристалл относится к одной из 230 пространственных групп. Оказалось, что почти все пространственные группы реализованы в мире кристаллов, хотя одна из них встречается чаще, другие реже. Имеется статистика распространённости пространственных групп по различным видам хим. соединений. Пока не найдены среди исследованных структур лишь 4 группы: $Pcc2$, $P4_3cm$, $P43m$, $P6mm$. Теория, объясняющая распространённость тех или иных пространственных групп, учитывает размеры составляющих структуру атомов, понятия плотной упаковки атомов или молекул, роль «упаковочных» элементов симметрии — плоскостей скольжения и винтовых осей.

В физике твёрдого тела используется теория представлений групп с помощью матриц и спец. ф-ций, для пространственных групп эти ф-ции периодичны. Так, в теории *структурных фазовых переходов* 2-го рода пространственная группа симметрии менее симметричной (низкотемпературной) фазы является подгруппой пространственной группы более симметричной фазы и фазовый переход связан с одним из неприводимых представлений пространственной группы высокосимметричной фазы. Теория представлений позволяет также решать задачи динамики *кристаллической решетки*, её электронной и магн. структур, ряда физ. свойств.

В теоретич. кристаллографии пространственные группы позволяют развить теорию разбиения пространства на равные области, в частности полздрические.

Симметрия проекций, слоёв и цепей. Проекция кристаллич. структур на плоскость описывается плоскими группами G_2 , их число — 17. Для описания трёхмерных объектов, периодических в 1 или 2 направлениях, в частности фрагмента структуры кристаллов, могут быть использованы группы G_3^2 — двумерно периодические и G_1^3 — одномерно периодические. Эти группы играют важную роль в изучении биологич. структур и молекул. Напр., группы G_2^2 описывают строение биологич. мембран, группы G_1^3 — ценных молекул (рис. 8, а), палочкообразных вирусов, трубчатых кристаллов

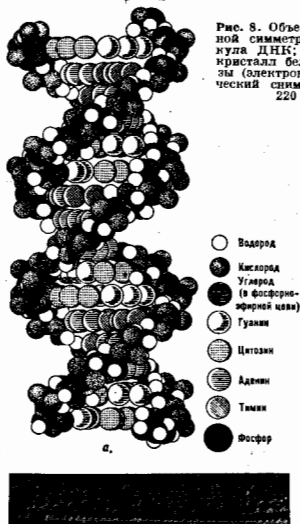


Рис. 8. Объекты со спиральной симметрией: а — молекула ДНК; б — трубчатый кристалл бела фосфорамиды (электронно-микроскопический снимок, увеличение 220 000).

глобулярных белков (рис. 8, б), в к-рых молекулы расположены согласно спиральной (винтовой) симметрии, возможной в группах G_1^3 (см. *Биологический кристалл*).

Структура квазикристаллов. *Квазикристаллы* (напр., $Al_{13}Mg_{74}$) имеют икосаэдрич. точечную симметрию (рис. 5), к-рая невозможна в кристаллич. решётке. Дальний порядок в квазикристаллах — квазипериодический, описываемый на основе теории почти периодич. ф-ций. Структура квазикристаллов может быть представлена как проекция на трёхмерное пространство шестимерной периодич. кубич. решётки с осями 5-го порядка. Квазикристаллы с пятимерной симметрией в высшем измерении могут иметь 3 типа решёток Браве (примитивную, объёмноцентрированную и гранецентрированную) и 11 пространственных групп. Др. возможные типы квазикристаллов — укладки в столку двумерных сеток атомов с осями 5-, 7-, 8-, 10-, 12-го ... порядков, с периодичностью вдоль третьего перпендикулярного сеткам направления.

Обобщённая симметрия. В основе определения симметрии лежит понятие равенства (1,б) при преобразовании (1,а). Однако физически (и математически) объ-

ект может быть равен себе по одним признакам и не равен по другим. Напр., распределение ядер и электронов в кристалле антиферромагнетика можно описать с помощью обычной пространственной симметрии, но если учесть распределение в нём магн. моментов (рис. 9),

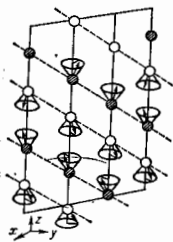


Рис. 9. Распределение магнитных моментов (спинов) в элементарной ячейке ферромагнитного кристалла, описываемое с помощью обобщённой симметрии.

то «обычной», классич. симметрии уже недостаточно. К подобного рода обобщениям симметрии относятся антисимметрия и цветная симметрия.

В антисимметрии в дополнение к трём пространственным переменным x_1, x_2, x_3 вводится добавочная, 4-я переменная $x_4 = \pm 1$. Это можно истолковать таким образом, что при преобразованиях (1, а) функции F может быть не только равна себе, как в (1, б), но и «антиравна» — изменит знак. Существует 58 групп точечной антисимметрии G_3^a и 1651 пространственная группа антисимметрии G_3^a (шубниковские группы).

Если добавочная переменная приобретает не два значения, а больше (возможны 3, 4, 6, 8, ..., 43), возникает т. н. цветная симметрия Белова. Так, известна 81 точечная группа G_3^c и 2942 группы G_3^c . Осн. приложения обобщённой симметрии в кристаллографии — описание магн. структур.

Найдены др. группы антисимметрии (краткой и др.). Теоретически выведены и все точечные и пространственные группы четырёхмерного пространства и более высоких измерений. На основе рассмотренной симметрии (3 + K)-мерного пространства можно также описывать несозернательные в трёх направлениях модуляторы, структуры (см. Несоразмерная структура).

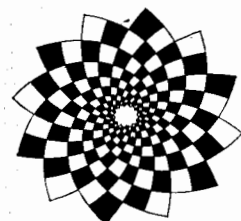


Рис. 10. Фигура, обладающая симметрией подобия.

Лит.: Шубников А. В., Копчик В. А. Симметрия в науке и искусстве, 2 изд., М., 1972; Федоров Е. С., Симметрия и структура кристаллов, М., 1949; Шубников А. В., Симметрия и асимметрия колеблющихся фигур, М., 1951; International Tables for X-ray Crystallography, V. 1 — Symmetry groups, Birmingham, 1952; Ковалев О. В. Непригодные представления пространственных групп, К., 1961; Вейль Г., Симметрия, пер. с англ., М., 1968; Современная кристаллография, т. 1 — Вайнштейн Б. К., Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии, М., 1978; Галдуля Р. В., Кристаллографическая геометрия, М., 1964; International Tables for Crystallography, V. A — Space group symmetry, Dordrecht — la. o. J., 1987. В. К. Вайнштейн.

фин, т. 1 — Вайнштейн Б. К., Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии, М., 1978; Галдуля Р. В., Кристаллографическая геометрия, М., 1964; International Tables for Crystallography, V. A — Space group symmetry, Dordrecht — la. o. J., 1987. В. К. Вайнштейн.

СИММЕТРИЯ МОЛЕКУЛ. С. м. играет фундам. роль в молекулярной спектроскопии, позволяет проводить классификацию уровней энергии молекул, определить отбора правила для молекул, существенно упрощает аналитич. и численные расчёты внутр. энергий и вероятностей переходов молекул.

В наиб. общем виде С. м. определяется как группа преобразований, оставляющих полный гамильтонова молекул инвариантным, и состоит из следующих операций:

- любая перестановка координат и спинов электронов;
- любое вращение координат и спинов всех частиц (электронов и ядер) вокруг любой оси (оси симметрии), проходящей через центр масс молекулы;
- любая трансляция молекулы в пространстве;
- обращение знака всех линейных и угл. моментов, эквивалентное обращению времени;
- одновременно инверсия координат всех частиц в центре масс;
- любая перестановка координат и спинов тождественных ядер.

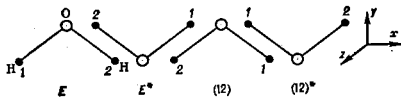
Каждый из наборов этих операций составляет отдельную группу, а каждая группа симметрии гамильтонова представляет собой прямое произведение всех этих групп. При решении конкретных задач используют не все перечисленные группы. Группа (а) используется только в связи с Паули принципом, согласно к-рому волновая ф-ция электрона антисимметрична относительно любой перестановки электронов; группа (б) отражает закон сохранения для полного угл. момента молекулы; группа (в) для изолиров. молекул несущественна, т. к. трансляция молекулы не влияет на волновые ф-ции, описывающие внутр. состояние молекулы; инвариантность гамильтонова относительно групп (г) и (д) показывает, что он может содержать только чётные степени угл. моментов и пространственных декартовых координат частиц.

Для молекул наиб. важны группы (а) и прямое произведение групп (д) и (е), к-рое представляет собой т. н. перестановочно-инверсионную (ПИ) группу С. м. ПИ-группы введены в теорию С. м. Х. К. Лонге-Хиггинсом (H. Ch. Longuet-Higgins) в 1963. Частным случаем ПИ-групп являются точечные группы С. м. Группы (б), (в) и (г) лишь накладывают на гамильтонова молекулы определённые условия, к-рые учитываются при решении конкретных задач. Для групп С. м. применяют обозначения, заимствованные из кристаллографии (см. Симметрия кристаллов).

ПИ-группа симметрии молекул представляет собой прямое произведение групп перестановок тождественных ядер (E, P) на группу инверсии (E, E^*), где E — идентичная операция, E^* — инверсия, P — перестановка. ПИ-группа состоит из перестановок P тождественных ядер, перестановок с инверсией $P^* = PE^* = E^*P$ и идентичной операции E , просто инверсия E может не быть элементом ПИ-группы. Для молекул, содержащих много тождественных ядер размерность ПИ-группы может быть очень большой, т. к. она определяется только хим. ф-лой молекулы. Напр., полная ПИ-группа молекулы C_2H_6 состоит из $2 \cdot 6! \cdot 5! \cdot 1! = 2 \cdot 720 \cdot 120 \cdot 1 = 172 800$ операций, и очевидно, что такая группа для практич. целей бесполезна. Лонге-Хиггинс предложил поступать, согласно к-рому из полной группы выбирается подгруппа, элементы к-рой соответствуют физически возможным операциям. Физически невозможными считаются операции, отвечающие разрыву хим. связей, и операции переходов между равновесными конфигурациями молекул, разделёнными высокими потенциальными барьерами. После исключения таких физически невозможных операций

получается ПИ-группа обычно небольшой размерности, к-рая и используется при классификации уровней энергии молекулы. Напр., для $C_6H_6Cl_6$ такая подгруппа состоит всего из 4 элементов и изоморфна точечной группе симметрии C_{2v} (см. ниже).

В нек-рых случаях полная ПИ-группа состоит только из физических возможных операций. Напр., ПИ-группа молекулы H_2O состоит из 4 операций: E , перестановки (12), E^* и (12)*, к-рые графически можно представить в виде:



где каждый вид молекулы получен из первого с помощью операции, указанной под ним. Эта ПИ-группа изоморфна точечной группе C_{2v} , состоящей из чисто геом. операций вращения C_2 вокруг биссектрисы валентного угла H_1OH_2 на 180° , отражения σ_{xz} на плоскости молекулы и отражения σ_{yz} на плоскости, проходящей через ось C_2 и перпендикулярной плоскости молекулы. Изоморфизм выражается следующими тождествами:

$$E \equiv E, (12) \equiv R_{2y}C_2, E^* = R_{xz}\sigma_{xz}, (12)^* = R_{xz}\sigma_{yz}, (1)$$

где R_{2x} , R_{2y} , R_{2z} — операции вращения на 180° вокруг осей x , y , z соответственно.

В случае H_2O все операции ПИ-группы физически осуществимы, т. к. молекула H_2O имеет только одну равновесную конфигурацию. Если молекула имеет неск. равновесных конфигураций, то ПИ-группа имеет подгруппу, к-рая изоморфна точечной группе симметрии одной из равновесных конфигураций. Напр., полная ПИ-группа молекулы NH_3 состоит из элементов:

$$E, (123), (132), (12)^*, (13)^*, (23)^*, (24)^*, (132)^*, (132)^*(12), (13), (23), (24)$$

где (123) обозначает циклич. перестановку трёх протонов, (12), (13), (23) — парные перестановки, а (...) — парные перестановки с последующей инверсией. ПИ-группа изоморфна точечной группе D_{3h} , но элементы в (2a) [а также и в (26)] составляют подгруппу, к-рая изоморфна точечной группе D_{3h} . Подгруппа (2a) описывает также геом. симметрию пирамидальной равновесной конфигурации NH_3 , подгруппа (26) описывает геом. симметрию др. пирамидальной равновесной конфигурации NH_3 , получаемой от первой при инверсии. Поэтому если инверсионный потенциальный барьер не высок и туннелирование через него наблюдается в виде туннельного расщепления вырожденных уровней (см. *Молекула*), то следует использовать для классификации уровней энергии ПИ-группу или точечную группу D_{3h} ; если туннельное расщепление не наблюдается, то можно использовать группу C_{3v} . Для NH_3 инверсионный барьер составляет ок. 2000 см^{-1} (в единицах частоты перехода) и инверсионное туннельное расщепление уровней, равное в основном колебл. состоянии $0,8 \text{ см}^{-1}$, в первом возбужденном колебл. состоянии $3,6 \text{ см}^{-1}$, во 2-м — 285 см^{-1} , легко наблюдается. Поэтому для NH_3 используется группа D_{3h} . Для молекул PH_3 , AsH_3 , SbH_3 инверсионное расщепление в низких колебл. состояниях не наблюдается, и для них используется группа C_{3v} . Интересно также пример молекулы N_2H_4 (гидразин), равновесная конфигурация к-рой имеет низкую геом. симметрию C_2 , во, т. к. инверсия на обоих атомах азота и внутр. вращение вокруг связи $N-N$ имеют достаточно высокие барьеры, ПИ-группа состоит из 16 физических возможных операций и изоморфна точечной группе D_{2h} ; фактически происходит туннелирование гидразина между 8 эквивалентными равновесными конфигура-

циями и уровни жёсткой конфигурации с симметрией C_{2v} расщепляются в соответствии с корреляцией между этими симметриями групп C_2 и D_{2h} .

Точечные группы симметрии молекул. Как было указано выше, симметрия равновесной конфигурации молекулы описывается точечной группой, к-рая может быть изоморфна подгруппе ПИ-группы или самой ПИ-группе. Точечные группы состоят из чисто геом. операций поворотов и отражений, переводящих равновесную конфигурацию молекулы в саму себя. Точечная группа таа, потому что по крайней мере одна точка молекулы при операциях точечной группы симметрии остаётся неподвижной. Элементами таких групп кроме идентичной операции E могут быть: поворот C_n вокруг оси симметрии n -го порядка, отражение σ на плоскости, содержащей ось C_n , отражение σ_h на плоскости, перпендикулярной к оси C_n , и инверсия i (не следует путать с E^*). Напр., группа C_{2v} состоит из E , поворота вокруг оси C_2 на 180° и двух отражений на взаимно перпендикулярных плоскостях с осью пересечения на C_2 ; группа C_{3v} состоит из E , поворотов C_3 и C_3^2 вокруг оси C_3 на 120° и 240° , трёх отражений σ_v на плоскостях, проходящих через ось C_3 .

Ось, характеристическая для точечной группы (как и ПИ-группы) является их неприводимые представления (см. *Представление группы*), наз. также типами симметрии, к-рые определяют свойства преобразования волновых ф-ций при операциях точечной группы. Типы симметрии обозначают буквами A, B, E, F (или T) с индексами 1, 2, ..., g, u . Буквами A и B обозначают одномерные неприводимые представления, или невырожденные типы симметрии. Так, A_{1g} означает, что волновая ф-ция типа A_{1g} поллосимметрична относительно всех операций точечной группы. Если волновая ф-ция симметрична относительно операции поворота вокруг оси, она обозначается буквой A , а если антисимметрична, — буквой B . Индексы 1 и 2 указывают симметричность и антисимметричность ф-ции относительно отражения на плоскости σ_v , верхние индексы ' и " — относительно отражения на плоскости σ_h . Буквой E (от нем. *entartet* — вырожденный) обозначают дважды вырожденные, а буквой F (или T) трижды вырожденный тип симметрии. Напр., точечная группа T_d молекулы CH_4 состоит из 24 операций и имеет типы симметрии A_1, A_2, E, F_1 и F_2 . ПИ-группа CH_4 состоит из $2 \cdot 4! = 48$ операций и изоморфна прямому произведению $E^* \times T_d$, но инверсия связана с преодолением очень высокого барьера. Поэтому уровни типа A_1, A_2 и т. д. CH_4 фактически состоят из двух инверсионных подуровней с одинаковой энергией, обозначаемых верхними индексами \leftarrow и \rightarrow , к-рые указывают симметрию и антисимметрию относительно пространственной инверсии: $A_1^+, A_1^-, A_2^+, A_2^-$ и т. д. На практике часто используются x и y и z неприводимых представлений точечных групп, таблицы к-рых приводятся обычно в литературе по теории групп и по молекулярной спектроскопии.

Классификация нормальных колебаний молекулы по типам симметрии. Молекула, состоящая из N атомов, имеет $3N$ степеней свободы (N — число атомов в молекуле), из к-рых $3N - 6$ связаны с отнес. движением атомов — их колебаниями, а остальные 6 относятся к вращениям и поступат. движениям молекулы в целом. Для симметричных молекул смещения атомов в данном колебании или вращении (транслация) относятся к определённому типу симметрии точечной группы или ПИ-группы. Число степеней свободы типа симметрии Γ_i определяется по ф-ле

$$n_i = \frac{1}{g} \sum_{\Gamma_j} (\chi_j^{\Gamma_i})^* \chi_j^{\Gamma_i} \quad (3)$$

где χ_r — характер приводимого представления для операции r (т. е. представления размерности $3N \times 3N$, по k -рому преобразуются произвольно выбранные смещения атомов), χ_r^* — характер неприводимого представления Γ_r , индекс \leftrightarrow указывает на комплексное сопряжение, g — порядок точечной группы. Характеристики χ_r определяются по поведению декартовых координат атомов при операциях точечной группы. При идентичной операции E все координаты всех атомов остаются неизменными, поэтому $\chi_E = g$. Если при операции r атомы меняются местами, то их вклад в χ_r равен нулю. Напр., для H_2O $\chi_E = 9$, $\chi_{C_2} = -1$ [H_{O1} и H_{O2} меняются местами, $y(0)$ остаётся неизменной, а $x(0)$ и $z(0)$ меняют знак], $\chi_{C_{2v}} = 1$, $\chi_{C_{2v}^*} = 1$. Характеристики χ_r^* приведены в табл.:

γ	E	C_2	C_{2v}	C_{2v}^*	T, R
A_1	1	1	1	1	T_x
A_2	1	1	1	-1	R_y
B_1	1	-1	-1	-1	R_x, R_z
B_2	1	-1	-1	1	T_z, R_z

В последнем столбце даны типы симметрии вращений и трансляций (относительно осей x, y, z) молекулы в целом. Тогда из (3) следует

$$n_{A_1} = 3, n_{A_2} = 1, n_{B_1} = 3, n_{B_2} = 2. \quad (4)$$

За вычетом трёх вращений и трёх трансляций получим колебания типа A_1 и одно колебание типа B_1 , к-рые обозначаются также символами $\nu_1, \nu_2(A_1)$ и $\nu_3(B_1)$.

Осн. колебат. состояние всегда относится к типу A_1 . Первое возбуждённое состояние колебания типа Γ принадлежит к тому же типу симметрии Γ , типы симметрии более высоких возбуждённых состояний определяются из прямых произведений симметризованных степеней типов симметрии возбуждённых колебаний. Если в данном состоянии молекулы возбуждено n колебаний типа Γ , то тип симметрии такого состояния определяется из прямого произведения симметризов. степеней $[\Gamma^n]$, $[\Gamma^{m_1}]$ и т. д. Напр., тип симметрии состояния с возбуждением одного колебания $\nu_3(B_1)$ и двух квантов колебания $\nu_1(A_1)$ молекулы NH_3 будет $E \times [E^2] = E \times (A_1 + E) = E = A_1 + A_2 + E = A_1 + A_2 + 2E$.

Модельные симметрии. Если молекула не содержит тождественных ядер, то её ПИ-группа сводится к группе инверсий (E, E^*); симметричные и антисимметричные состояния такой молекулы (напр., CH_3F) могут отличаться по энергии только за счёт слабых электрон-ядерных взаимодействий. Однако и для таких молекул при решении конкретных модельных задач часто оказываются полезными группы симметрии более высоких порядков. Напр., в теории вращат. спектров в качестве нулевого приближения используется модель жёсткого волчка, к-рой присуща своя симметрия. Гамильтонова молекулы типа жёсткого асимметричного волчка

$$\hat{H} = B_x J_x^2 + B_y J_y^2 + B_z J_z^2 \quad (5)$$

инвариантен относительно поворотов на 180° вокруг k -ой оси инерции x, y, z (J_x, J_y, J_z — соответствующие моменты), т. е. относительно операций точечной группы D_2 4-го порядка. Учёт этой симметрии даёт полезный способ классификации вращат. уровней асимметричного волчка и позволяет разложить матрицу вращат. энергии на 4 блока. Гамильтонова молекулы типа

симметричного волчка, получаемый из (5) при $B_x = B_y$, инвариантен относительно операций группы D_{2d} двух поворотов вокруг осей x и отражения на плоскости σ_{xy} . Эта группа позволяет классифицировать вращат. уровни энергии молекул типа симметричного волчка по квантовому числу K . Модельная симметрия часто используется и для жёстких молекул, когда некоторые атомные группы в молекуле имеют достаточно высокую симметрию, хотя сама молекула высокой симметрии не имеет. Напр., если молекула содержит CH_3 -группу, то при изучении внутр. вращения такой группы используется точечная группа C_{3v} . В частности, туннельные группы CH_3 в приводит к известному дублетному $A - E$ расщеплению уровней по типам симметрии точечной группы C_{3v} . Более сложное кватерное туннельное распределение уровней молекулы с двумя CH_3 -группами [напр., $(CH_3)_2CO$] классифицируется по типам симметрии прямого произведения $C_{3v} \times C_{3v}$. Лит.: Ба и Кер Ф., Симметрия молекулы и молекулярная спектроскопия, пер. с англ., М., 1981; см. также лит. при ст. Молекулярные спектры. М. Р. Алеев.

СИММЕТРИЯ СРТ — см. Теорема СРТ.

СИММЕТРИЯ $SU(2)$. В физике обычно реализуется как инвариантность относительно группы матричных преобразований над полями $\psi_i; \psi_j \rightarrow U_{ij}\psi_k$, где U_{ij} — матричное представление группы $SU(2)$. Группа $SU(2)$ — совокупность унитарных унимодулярных матриц 2-го порядка (образующая группу по отношению к обычному матричному умножению). Унитарность обеспечивает неизменность нормы двумерного комплексного вектора (столбца), к-рый преобразуется такой матрицей. Условие унимодулярности, т. е. равенство определителя единице, исключает матрицы, отличающиеся от единичной лишь домножением на числовую фазовую множитель.

Любая унитарная унимодулярная матрица U представима в виде $U = \exp(iH)$, где H — эрмитова бесследовая матрица ($H = H^\dagger, \text{Sp}H = 0$), к-рую можно выразить линейной комбинацией $n^2 - 1$ линейно независимых базисных матриц такого типа (для матриц n -го порядка). Каждая унитарная унимодулярная матрица 2-го порядка задаётся тремя вещественными параметрами, к-рые могут принимать непрерывные значения. Это значит, что $SU(2)$ — трёхпараметрич. группа Ли. $SU(2)$ — простая группа, т. е. она не содержит инвариантных подгрупп Ли.

Отметим роль условия унимодулярности. Отказавшись от него, мы получим группу $U(2)$, к-рая является прямым произведением двух друг — группы $SU(2)$ и абелевой группы Ли $U(1)$, соответствующей числовым фазовым множителям. Каждая из них является инвариантной подгруппой группы $U(2)$. Подчёркнём, что группа $SU(2)$ неабелева, т. е. два преобразования, являющихся её элементами, могут не коммутировать друг с другом.

Если матрицы, реализующие группу $SU(2)$, параметризовать в виде

$$\exp\left(i \frac{\theta}{2} \sigma_n\right) = \cos \frac{\theta}{2} + i \sigma_n \sin \frac{\theta}{2},$$

где $\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ — Паули матрицы, n — вещественный единичный 3-компонентный вектор ($n^2 = 1$), то бесконечно малые преобразования порождают генераторы группы $I_k = \sigma_k/2$. Их перестановочные соотношения $[I_j, I_k] = i\epsilon_{jkl}I_l$ совпадают с соотношениями для генераторов 3-мерной вращений группы $O(3)$. Поэтому малые преобразования группы $SU(2)$ эквивалентны преобразованиям группы $O(3)$, причём вектор n указывает направление оси вращения, а θ — угол поворота. Но соответствие групп не однозначное, поскольку в группе $O(3)$ поворот на угол $\theta = 2\pi$ считается неотличимым от тождественного преобразования, тогда как соответствующая матрица 2×2 отличается от единичной знаком. В связи с этим говорят о дву-

значных представлениях 3-мерной группы вращений.

Ли алгебра генераторов группы $SU(2)$ [или $O(3)$] — единственная алгебра Ли 1-го ранга, т. е. такая, что диагонализировать один генератор (обычно I_3), невозможно, вообще говоря, диагонализировать ещё п.-л. другой генератор. Соответственно, в этой алгебре существует лишь один Касимира оператор (т. е. оператор, построенный из генераторов и коммутирующий со всеми генераторами). Он имеет вид:

$$I^2 = \sum_{k=1}^3 I_k^2.$$

Задание его числового значения достаточно для указания неприводимого представления. Возможные значения $I^2 = i(i+1)$, где i — неотрицательное целое или полуполное число.

Приложения $S. SU(2)$ в физике связаны прежде всего с представлениями группы вращений 3-мерного пространства, отвечающими подолучею спину. В частности, для спина $1/2$ получаем 2-компонентные спиноры, k -ые при вращении преобразуются как раз унитарными унитарными матрицами 2-го порядка.

В физике элементарных частиц $S. SU(2)$ широко используется также в связи с идеей изотопической инвариантности, предложенной В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) для описания сходства взаимодействий протона и нейтрона. Считается, что изотопич. симметрия описывает точное свойство инвариантности сильных взаимодействий, хотя получаемые из неё соотношения в действительности всегда нарушаются на уровне точности порядка одного или неск. процентов.

Предполагая, что изотопич. симметрия становится точной при сближении электродинамики, Ч. Янг (Ch. Yang) и Р. Миллс (R. Mills) предложили калибровочную теорию сильных взаимодействий, напоминающую квантовую электродинамику, но использующую себебную локальную группу $S. SU(2)$ вместо абелевой локальной группы симметрии $U(1)$. Хотя эта теория не подтверждается экспериментом (массы кварков u и d должны, видимо, различаться даже при «выключенной» электродинамике, что даёт малое, но неустраняемое нарушение изотопич. симметрии), она стимулировала чрезвычайно плодотворное исследование себебных калибровочных квантовых теорий поля, k -ые приобрели название теорий типа Янга — Миллса. С этими теориями связано ещё одно приложение группы $S. SU(2)$ к элементарным частицам. Стандартным стало совместное описание эл.-магн. и слабых взаимодействий (см. *Электрослабое взаимодействие*), основанное на калибровочной квантовой теории поля с локальной группой симметрии $SU(2) \otimes U(1)$. В этой теории симметрия спонтанно нарушается, т. е. вакуум не является инвариантным относительно точной группы симметрии лагранжиана (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). К.-л. экспериментальных указаний на необходимость выхода за рамки такого описания электрослабых взаимодействий пока не обнаружено. Лит.: Фейнман Ф., Лессинг о л.-мезонной и нейтронах, пер. с англ., М., 1956; Элементарные частицы и компенсирующие поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1964; Окунь Л. В., Лептон и кварки, 2 изд., М., 1990; его же, Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1988. СИММЕТРИЯ $SU(3)$. В физике обычно реализуется как инвариантность относительно группы матричных преобразований над полями ψ_i : $\psi_i \rightarrow U_{ij}\psi_j$, где U_{ij} — матричное представление группы $SU(3)$. Группа $SU(3)$ — совокупность унитарных унитарных матриц 3-го порядка U (k -ряд образует группу по отношению к обычному матричному умножению). Для параметризации этих матриц нужен набор из $8(3^2 - 1)$ линейно-независимых примитивных бесследовых матриц. Обычно используют Гель-Манна матрицы λ_k ($k = 1, \dots, 8$). С их помощью любая матрица из множества U задается 8 вещественными параметрами a_k в виде:

$$\exp \left[i \left(2 \sum_{k=1}^8 \lambda_k a_k \right) \right].$$

Т. о., группа $SU(3)$ является 8-параметрич. группой Ли. В этом представлении и при такой параметризации генераторы группы $I_k = \lambda_k/2$. Их перестановочные соотношения:

$$[I_j, I_k] = i f_{jkl} I_l,$$

где

$$f_{jkl} = (1/4) \text{Sp} ((\lambda_j, \lambda_k) \lambda_l).$$

Как и группа симметрии $SU(2)$, группа $SU(3)$ простая. Но, в отличие от $SU(2)$, ранг группы $SU(3)$ равен двум (отметим, что существуют ещё 2 простые группы Ли 2-го ранга). Это означает, что в любом представлении можно диагонализировать по меньшей мере два генератора. В стандартном представлении матриц λ_k диагональными выбираются λ_3 и λ_8 .

2-й ранг группы $SU(3)$ имеет и др. проявления. По сравнению с группой $SU(2)$ здесь есть добавочный инвариантный «тензор». Кроме полностью антисимметричного «тензора» f_{jkl} есть другой «тензор», полностью симметричный:

$$d_{jkl} = (1/4) \text{Sp} ((\lambda_j, \lambda_k) \lambda_l)$$

(аналогичное выражение для Паули матриц σ_k обращается в нуль). Далее, в отличие от $SU(2)$, в группе $SU(3)$ имеется два Касимира оператора, коммутирующих со всеми генераторами. Один из них, квадратичный по генераторам, имеет структуру, аналогичную случаю $SU(2)$:

$$C_2 = \sum_{k=1}^8 I_k^2.$$

Другой, кубичный, не имеет аналога в $SU(2)$:

$$C_3 = \sum_{j,k,l=1}^8 d_{jkl} I_j I_k I_l.$$

Неприводимое представление $SU(3)$ задается указанием двух чисел, соответствующих значениям C_2 и C_3 в этом представлении. Часто, однако, его задают просто указанием числа элементов базиса представления: 1 для синглета, 3 для триплета, 8 для октета и т. д. Используя также обозначения типа $\bar{3}$ или 3^* для антитриплета, т. е. для представления, сопряженного к триплетному и имеющего, очевидно, столько же элементов в базисе.

Элемент базиса в определённом неприводимом представлении $SU(3)$ задается значениями двух диагональных генераторов (I_3 и I_8), тогда как в $SU(2)$ он задается одним числом (I_3). Кроме того, в $SU(3)$ возможно вырождение, т. е. одному и тому же выбору значений I_3 и I_8 могут отвечать два (или более) элемента базиса. Простейший пример этого вырождения приведён ниже в связи с унитарной симметрией.

Такое же вырождение встречается при разложении произведения двух неприводимых представлений в сумму по неприводимым представлениям (ряд Клебша — Гордана, см. *Клебша — Гордана коэффициенты*). Это вырождение в группе $SU(3)$ может содержать одно и то же представление неск. раз, тогда как для группы $SU(2)$ ряд Клебша — Гордана содержит каждое представление не более одного раза. Простым примером является прямое произведение двух октетов, в разложении k -рого октетного представления появляется дважды.

В физике элементарных частиц группа $SU(3)$ появилась впервые (под назв. «унитарная симметрия») в качестве обобщения *изотопической инвариантности* в связи с моделью С. Сакаги (Sh. Sakata, 1956), в к-рой все адроны считались составленными из трёх основных — протона, нейтрона и Λ -гиперона. Хотя модель Сакаги отвергнута экспериментом, унитарная симметрия сохранилась в виде «восьмеричного подхода» М. Гелл-Манна (M. Gell-Mann) и Ю. Неэмана (Y. Neeman, 1964), в к-ром все адроны группируются в унитарные мультиплеты всего трёх типов: 1, 8, 10 (10 для античастиц). Примером является барионный октет, включающий протон, нейтрон, три Σ -гиперона, Λ -гиперон и два Ξ -гиперона. Отметим вырождение, о к-ром говорилось выше: октет содержит два элемента $I_3 = I_8 = 0$. В барионном октете это Σ^0 и Λ . Вырождение снималось обычно, выбирая определённое значение *изотопического спина*, хотя с чисто групповой точки зрения возможны др. варианты.

Ограниченный набор типов унитарных мультиплетов являлся одной из основ феноменологич. модели кварков, составляющей мезоны из кварка и антикварка, а барионы из трёх кварков. Найдены убедительные свидетельства существования бескварковых мезонов (*мезобозон*), но не доказано существование др. спектров к-рых требовала бы дополнительных кварк-антикварковых пар.

Унитарная симметрия осуществляется с худшей точностью, чем изотопическая. Тем не менее, даже с учётом её нарушения, удаётся получить ряд интересных соотношений между др. величинами. Наиб. известным соотношением такого рода является ф-ла масс Гелл-Манна — Окубо (см. *Гипероны*), к-рая позволила Гелл-Манну предсказать существование и массу Ω -гиперона.

На кварковом уровне унитарная симметрия соответствует объединению трёх кварков u, d, s в унитарный триплет. Все остальные кварки считаются синглетами. В связи с такой структурой унитарной симметрии её часто называют флейворной $SU(3)$ [обозначение $SU(3)_f$], чтобы отличить от др. превращений группы $SU(3)$ в физике частиц (флейвор — в переводе с англ. *аромат*). При кварковом подходе нарушение унитарной симметрии порождается заметным отличием массы s -кварка от масс u, d -кварков. Возможность же объединения u, d, s -кварков в один триплет связана с тем, что различие их масс между собой мало по сравнению с их отличием от массы любого другого кварка.

Ещё одно чрезвычайно важное приложение группы $SU(3)$ к физике адронов — это цветовая симметрия. Установлено, что каждый кварк имеет три возможных состояния, различающихся по квантовому числу, названному цветом. Изменение цветового состояния оставляет инвариантным лагранжиан, что порождает цветовую группу $SU(3)$ [обозначение $SU(3)_c$]. В отличие от флейворной цветовой симметрия локальная, т. е. преобразование цветового состояния можно производить независимо в разных пространственно-временных точках. С этим связано существование нового поля, глюонного (см. *Глюоны*), имеющего восемь цветовых состояний. Взаимодействие кварков с глюонным полем является «микроскопической» основной *сильных взаимодействий*. Оно описывается *квантовой теорией гравитационной* — калибровочной квантовой теорией поля типа Янга — Миллса с локальной группой $SU(3)$. Ещё одно важное отличие цветовой симметрии от флейворной в том, что $SU(3)_c$ является точной симметрией, к-рую не нарушают никакие известные в настоящее время взаимодействия [в отличие от симметрий, основанных на группе $SU(2)$].

СИММЕТРИЯ $U(1)$. В квантовой физике обычно реализуется как инвариантность относительно группы $U(1)$ фазовых преобразований ψ -ф-ий поля

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}e^{-i\alpha}, \quad (*)$$

где q — заряд поля [в общем случае генератор соответствующей группы $U(1)$], α — параметр преобразования (фаза), чёрточка означает комплексное сопряжение [1]. $U(1)$ — непрерывная компактная группа. Её образуют все комплексные числа, равные по абс. величине единице. Множество таких чисел замкнуто относительно операции умножения и удовлетворяет остальным требованиям, входящим в определение группы. Группа $U(1)$ служит накрывающей для группы двумерных вращений, и все представления последней являются одновременно и представлениями группы $U(1)$.

Согласно *Нётер теореме*, из инвариантности лагранжиана относительно преобразований типа (*) следует сохранение соответствующего нётеровского тока. В стандартной модели (СМ) *сильного взаимодействия* и *электрослабого взаимодействия* именно таким образом возникает сохранение барионного и лептонного чисел. Если фаза α не зависит от пространственно-временной координаты, $S. U(1)$ наз. *глобальной*, в противном случае — *локальной*. Простейшим примером теории с локальной $S. U(1)$ является электродинамика (см. *Калибровочные поля*).

Ряд нетривиальных эффектов связан с глобальными $S. U(1)$ стандартной модели, к-рые становятся аномальными после учёта квантовых поправок (см. *Аномалии в квантовой теории поля*). В *квантовой гравитационной* (КХД) наб. интерес представляет группа $U(1)_A$ синглетных по ароматам аксиальных преобразований (генератором к-рых является аксиальный заряд) кварковых полей. Лагранжиан КХД в случае безмассовых кварков инвариантен относительно таких преобразований. Но симметрия нарушается спонтанно (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) из-за образования кварк-антикваркового конденсата [2]. В соответствии с *Голдстоуна теоремой* такое нарушение $S. U(1)$ должно сопровождаться появлением в спектре фаз. частиц (в пределе нулевой массы кварков) строго безмассового *голдстоуновского бозона*. $U(1)$ -проблема [С. Вайнберг (S. Weinberg), 1975] состоит в том, что среди известных адронов нет лёгкого псевдоскалярного бозона, соответствующего спонтанно-нарушенной $S. U(1)_A$, а в основном синглетной по глобальной группе симметрии $SU(3)$ η -мезон (к-рый должен был рассматриваться в качестве голдстоуновской частицы) является тяжёлым. Ост. идея решения $U(1)$ -проблемы была сформулирована в работах Г. ван Хофта (G. 't Hooft, 1976), Э. Виттона (E. Witten, 1979) и Дж. Венециано (G. Veneziano, 1979) и состоит в том, что вследствие киральной аномалии сохраняющийся синглетный аксиальный ток приобретает дивергенцию, пропорциональную плотности *топологического заряда* Q глюонного поля. Поэтому теорема Голдстоуна не применима к аномально нарушенной $S. U(1)_A$ и масса η -мезона даже в киральном пределе (т. е. при нулевых массах кварков) остаётся отличной от нуля. Она зависит от величин *корреляционной функции* (коррелятора) плотности топологич. зарядов $\langle QQ \rangle$. Этот коррелятор обращается в нуль во всех порядках теории возмущений, и его отличие от нуля, необходимое для решения $U(1)$ -проблемы, указывает на то, что основное состояние в КХД не может быть описано в рамках *возмущенной теории*.

Потенциальная энергия в КХД нееридичности зависит от калибровочно-неинвариантной обобщённой координаты

$$X = \int d^3x K_0(x),$$

где K_0 — нулевая компонента глюонного тока K_μ , дивергенция к-рого равна плотности топологич. заря-

Лит.: Элементарные частицы и компенсирующие поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1964; Окубо и Ли. В: Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1986; Вольф и Ли, В. Т. и Ян-Ян, Т. и Ли, К. А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984. Я. И. Акимов.

да. При нетривиальном калибровочном преобразовании координата X меняется на целое число, равное топологии заряда преобразования. Зависимость волновой ф-ции основного состояния от координаты X имеет характерный вид из физики твёрдого тела блоховский вид (см. *Блоховские электроны*) и характеризуется величиной *квазиимпульса* θ . Физ. эффекты, связанные с параметром θ , удобно изучать считая, что к обычному лагранжиану глущих полей добавлен новый член θQ . Включение θ -члена в лагранжиан означает, вообще говоря, сильное нарушение P -и CP -инвариантности в сильных взаимодействиях [3]. Но эксперименты по проверке CP -инвариантности, в частности измерение электрич. дипольного момента *нейтрона*, дают жесткое ограничение на величину θ -члена: $|\theta| < 10^{-9}$. В КХД можно считать затронутой параметр θ в лагранжиане очень малым, но наличие столь малого числа является неестественным и требует объяснения. Энергия основного состояния в КХД зависит от аначения θ и достигает минимума при $\theta = 0$. Осн. идея решения проблемы сильного нарушения CP -инвариантности состоит в расширении СМ, чтобы обеспечить системе возможность перейти в состояние с наименьшей энергией. Р. Печчи и Х. Куинн (Р. Peccei, H. Quinn, 1977) предложили ввести в СМ новую глобальную аксиальную С. $U(1)_{PQ}$, такую, что лагранжиан остаётся инвариантным при одновремен. аксиальном фазовом преобразовании кварковых полей и фазовом преобразовании *Хиггса полей*. В полной СМ симметрия $U(1)_{PQ}$ нарушена аксиальной аномалией, и фаза $U(1)_{PQ}$ -преобразования становится аддитивной добавкой к θ . После спонтанного нарушения симметрии в хиггсовском секторе (в части лагранжиана, содержащей только поля Хиггса) фаза превращается в динамич. степень свободы и её вакуумное среднее определяется из условия минимума энергии, что приводит к обращению в нуль эффективного θ -члена и решает проблему сильного нарушения CP -инвариантности.

Рассмотрим те глобальные С. $U(1)$, судьба к-рых зависит от свойств электрослабого взаимодействия [4]. Сохранение *барионного числа* и *лептонного числа* в СМ гарантировано инвариантностью классич. лагранжиана относительно двух независимых групп $U(1)$ фазовых преобразований. С учётом квантовых поправок соответствующие этим группам барионный и лептонный токи становятся аномальными и приобретают дивергенции, пропорциональные плотности топологич. заряда электрослабых калибровочных бозонов. Потенциальная энергия в теории с глобальными С. $U(1)$ периодична, как и в КХД, но обобщённой координате X (она, конечно, построена теперь из электрослабых калибровочных полей), причём минимумы разделены барьерами высотой порядка $kM_W/\alpha_W \approx 10$ ТэВ (M_W — масса W -бозона, α_W — константа электрослабого взаимодействия). Из выражений для аномальных дивергенций барионного и лептонного токов видно, что всякий подбарьерный переход сопровождается изменением барионного B и лептонного L чисел $\Delta B = \Delta L = -3\Delta X$, а разность $B - L$ сохраняется. Она задана, что вероятность таких процессов подавлена подбарьерным фактором $\exp(-4\pi/\alpha_W) \sim 10^{-170}$ (Г'Хоофт, 1976).

Интерес к несохранению барионного числа в СМ возрос после работы В. А. Кузьмина, В. А. Рубакова и М. Е. Шапошников (1985), к-рые отметили, что при высокой темп-ре, превышающей (в энергетич. единицах) высоту потенциального барьера, переходы с изменением барионного числа не подавлены. Такие процессы учитывают при решении вопроса о происхождении *барионной асимметрии Вселенной*.

Лит.: 1) Окуи и Д. Б., *Лептоны и кварки*, 2 изд., М., 1990; 2) Идуррай Ф., *Квантовая хромодинамика*, пер. с англ., М., 1986; 3) Ансельды А. А., Урвадзе Н. Г., Легкие и бесмассовые хиггсовские частицы, в сб.: *Физика элементарных частиц*, т. 1, 1985; 4) Дьяконов Л. И., Петров В. Ю., *Несохранение барионного заряда в процессах при высокой энергии*, в сб.: *Физика элементарных частиц*, т. 1, 1991.

М. И. Эйбес.

СИМПЛЕТИЧЕСКАЯ ГРУППА (от лат. simplex — простой) — группа линейных преобразований конечномерного *векторного пространства* (вещественного или комплексного), сохраняющих косокалярное произведение, т. е. невырожденную кососимметричную (в физ. приложениях чаще употребляется термин «антисимметричная») билинейную форму. Пространство, снабжённое кососкалярным произведением, наз. симплектическим. Роль С. г. в симплектич. пространстве аналогична роли ортогональной группы в евклидовом пространстве.

Примеры. 1) Косокалярное произведение на плоскости с координатами p, q — это форма площади $p \wedge q$. Паре векторов она сопоставляет ориентированную площадь натянутого на них параллелограмма и меняет знак при перестановке векторов. Напр., кососкалярное произведение (u, w) пары векторов в декартовых координатах u_1, u_2 и w_1, w_2 можно записать в виде: $(u, w) = u_1 w_2 - u_2 w_1$. С. г. плоскости изоморфна группе 2×2 — матриц с определителем 1.

2) Прямая сумма n симплектич. плоскостей несёт кососкалярное произведение $p_1 \wedge q_1 + \dots + p_n \wedge q_n$, носящее паре векторов сумму площадей проекций на координатные плоскости натянутого на эти векторы параллелограмма. С. г. содержится в группе линейных преобразований, сохраняющих объём $p_1 \wedge q_1 \wedge \dots \wedge p_n \wedge q_n$.

3) Мнимая часть невырожденной эрмитовой формы в n -мерном комплексном пространстве, рассматриваемом как $2n$ -мерное вещественное, является кососкалярным произведением. В координатах $z_k = p_k + iq_k$ эрмитова

форма $\sum_{k=1}^n p_k \bar{z}_k$ имеет мнимую часть $-\sum_{k=1}^n p_k \wedge q_k$. С. г. со-

держит унитарную группу — группу комплексных линейных преобразований, сохраняющих эту эрмитову форму. Унитарная группа — максимальная компактная подгруппа в С. г.

Изучение симплектич. пространства упрощается благодаря теореме Дарбу — Фробениуса, согласно к-рой симплектич. пространство $2n$ -мерно, а два таких пространства одной размерности симплектически изоморфны.

Косоортогональность. Два вектора наз. косоортогональными, если их кососкалярное произведение — нуль. Вектор, косоортогональный всему пространству, — нулевой. В этом состоит определение невырожденности кососкалярного произведения. Каждый вектор себе косоортогонален (следствие кососимметричности). Косоортогональное дополнение прямой — гиперплоскость, содержащая эту прямую. Обратн., косоортогональное дополнение гиперплоскости — прямая в ней. Вообще косоортогональное дополнение подпространства имеет дополнит. размерность. Два подпространства одинаковой размерности переводятся друг в друга преобразованием из С. г., если и только если совпадают размерности их пересечений со своими косоортогональными дополнениями. В частности, любая прямая (гиперплоскость) переводится в любую другую. Т. о., геометрия симплектич. пространства во многом определяется структурой С. г.

С. г. $2n$ -мерного симплектич. пространства — это простая связанная группа Ли, обозначаемая $Sp(2n, \mathbb{R})$ [в комплексном случае $Sp(2n, \mathbb{C})$]. Её размерность $(2n + 1)n$. Ли алгебра этой группы изоморфна алгебре Ли однородных многоуголов стени 2 от переменных $(p_1, \dots, p_n, q_1, \dots, q_n)$ с Пуассона скобкой в качестве коммутатора:

$$[f, g] = f p g q - f q g p = \sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial p_k} \frac{\partial g}{\partial q_k} - \frac{\partial f}{\partial q_k} \frac{\partial g}{\partial p_k} \right).$$

По этой причине изучение С. г. равносильно до нек-рой степени изучению линейных гамильтоновых систем дифференциальных ур-ний.

А. В. Гусятинь.

СИМПЛЕКТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА — замкнутая невырожденная дифференциальная форма степени 2. Многообразие, снабжённое С. с., наз. *симплектическим многообразием*. В каждом касательном пространстве С. с. задаёт кососкалярное произведение и е (см. в ст. Симплектическая группа). Кососкалярное произведение (v, w) пары векторов можно принять за определение площади натянутого на них параллелограмма. Поэтому на симплектич. многообразии определена площадь 2-мерных ориентированных поверхностей. Условие замкнутости С. с. связывает кососкалярные произведения в соседних касательных пространствах таким образом, что (ориентированная) площадь (малой) замкнутой поверхности нулевая. Условие невырожденности кососкалярного произведения позволяет отождествить на симплектич. многообразии векторы и ковекторы (линейные ф-ции от векторов): $v \leftrightarrow \langle \cdot, v \rangle$. Оба условия вместе делают локальную геометрию С. с. универсальной (теорема Дарбу): в окрестности любой точки существуют координаты $(p_1, \dots, p_n, q_1, \dots, q_n)$, называемые координатами Дарбу, в к-рых С. с. принимает вид $dp_1 \wedge dq_1 + \dots + dp_n \wedge dq_n$. Для сравнения заметим, что в римановой геометрии риманова метрика $\sum g_{ij}(x) dx_i dx_j$ (скалярное произведение в касательных пространствах) приводится в подходящих локальных координатах к виду $(dx_i)^2 + \dots + (dx_n)^2$ лишь с точностью до членов 2-го порядка малости: $g_{ij}(x) = \delta_{ij} + O(|x|^2)$ (последние определяют кривизну риманова многообразия в данной точке).

С. с. естественным образом возникает в классич. механике, а также в комплексной геометрии. Пусть M^n — n -мерное комплексное многообразие, G — эрмитова метрика на нём (т. е. эрмитово скалярное произведение в касательных пространствах). Если рассмотреть M как $2n$ -мерное вещественное многообразие, то $g = \text{Re}G$ задаёт евклидово скалярное, а $\omega = \text{Im}G$ — кососкалярное произведение в касательных пространствах. Эрмитова метрика G на калеровой структуре τ у τ ро θ , если θ является С. с., т. е. замкнута: $d\theta = 0$. Последнее условие необходимо и достаточно для того, чтобы эрмитова метрика G в подходящих локальных комплексных координатах приводилась к виду $\sum |dz_i|^2 + O(|z|^2)$.

Примеры. 1) Комплексное проективное пространство CP^n по определению состоит из всех комплексных одномерных подпространств в C^{n+1} . Касательное пространство $T_x CP^n$ отождествляется с эрмитово-ортогональной гиперплоскостью к прямой x относительно эрмитовой формы $\sum_k \bar{w}_k w_k$ в C^{n+1} . Форма $\sum_k \bar{w}_k w_k$ рассматриваемая на этой гиперплоскости, задаёт эрмитову форму в касательном пространстве к CP^n в точке x . Такие формы, определённые во всех точках CP^n , задают эрмитову метрику на CP^n . Эта метрика калерова и называется метрикой Фубини — Штуди.

2) Комплексное алгебраич. многообразие — это комплексное подмногообразие в комплексном проективном пространстве. Ограничение метрики Фубини — Штуди на такое подмногообразие наделяет его калеровой структурой. В частности, алгебраич. многообразия обладают С. с. Более общо, комплексное подмногообразие калерова многообразия само калерова.

3) Гиперкалерова структура (на $4l$ -мерном вещественном многообразии) состоит из трёх комплексных структур I, J, K , удовлетворяющих соотношениям для образующих алгебры кватернионов $[I, J]$ в такой метрике Дирака $\langle \cdot, \cdot \rangle$, что соответствующие кососкалярные произведения $\omega_I, \omega_J, \omega_K$ замкнуты. Т. о., касательные пространства к гиперкалерову многообразию несут структуру кватернионного пространства, а само многообразие — риманову метрику, согласованную с тремя вещественными С. с., или в комплексной интер-

претации — три калерова структуры Z_I, Z_J, Z_K и три комплексные С. с. W_I, W_J, W_K .

Отметим, что риманова метрика на 4 -мерном ($n = 1$) гиперкалеровом многообразии имеет антиавтодуальную форму кривизны и автоматическое удовлетворение ур-нию Эйнштейна (см. Тяготение). Само гиперкалерово многообразие наз. в этом случае гравитат. *истантоном*, чем подчёркивается, что речь идёт не о метрике Минковского, а о евклидовой версии общей теории относительности.

Лит. см. при ст. Симплектическое многообразие.

СИМПЛЕКТИЧЕСКОЕ МНОГООБРАЗИЕ — многообразие, снабжённое симплектической структурой. С. м. играют фундам. роль в классич., статистич. и квантовой механике, поскольку симплектич. структура оказывается естественной геом. структурой фазовых пространств гамильтоновых систем. Все атрибуты гамильтонова формализма переносятся на любое С. м., а координаты Дарбу являются канонич. переменными.

Примеры. 1) Фазовое пространство. Пусть X — конфигурац. пространство механич. системы, $M = T^*X$ — его касательное расслоение. Локальные координаты в M — это обобщённые координаты (q_1, \dots, q_n) точки q на X и обобщённые импульсы (p_1, \dots, p_n) (координаты ковектора p из касательного пространства в точке q). Дифференциальная 1-форма $\alpha = \sum p_i dq_i$ наз. формой Лиувилля и допускает инвариантное определение: её значение на касательном векторе v к M в точке (p, q) задаётся как значение ковектора p на образе вектора v при проекции $T^*X \rightarrow X$. Симплектич. структура ω на M определяется как дифференциал формы Лиувилля: $\omega = dx = \sum dp_i \wedge dq_i$.

2) Картина Шрёдингера — подход, основанный на гамильтоновом векторном поле. Гамильтониан H (ф-ция на С. м.) задаёт векторное поле v_H по правилу: отвечающее v_H поле ковекторов должно совпадать с дифференциалом dH ф-ции Гамильтона. Движение фазовой точки со скоростью v_H описывается системой дифференциальных ур-ний, к-рая в координатах Дарбу принимает вид ур-ний Гамильтона:

$$\dot{p} = -H_q, \quad \dot{q} = H_p.$$

3) Картина Гейзенберга — подход, основанный на алгебре ф-ций. Ф-ла $\{F, G\} = (v_F, v_G)$ задаёт Пуассона скобку в пространстве ф-ций на С. м. В координатах Дарбу $\{F, G\} = F_q G_p - F_p G_q$. Геом. интерпретация функции $\{H, F\}$ как производной ф-ции F вдоль потока поля v_H означает, что картина Шрёдингера эквивалентна картине Гейзенберга: физ. величины (ф-ция на фазовом пространстве) меняются во времени согласно ур-нию $\dot{F} = \{H, F\}$. Из этой эквивалентности вытекают осн. свойства законов сохранения: сохранение энергии ($\{H, H\} = 0$); *Итер теорема* — если поток поля v_F сохраняет ф-цию Гамильтона H , то F — первый интеграл потока v_H ($\{F, H\} = 0 \Rightarrow \{H, F\} = 0$); теорема Пуассона — скобка Пуассона $\{F, G\}$ первых интегралов снова первый интеграл (это следует из тождества Якоби).

Если же в пространстве ф-ций на многообразии задана скобка Пуассона, то многообразие разбивается в объединение С. м., называемых симплектич. слоями. Это один из способов строить примеры С. м., по-полная, в частности, запас физ. моделей.

4) Статистич. механика. Поток векторного поля на С. м. сохраняет симплектич. структуру ω , если и только если это поле локально гамильтоново. В частности, его поток сохраняет фазовый объём $\omega^n = \omega \wedge \dots \wedge \omega$ (n — число степеней свободы). Этот факт лежит в основе статистич. механики. Эволюция фазовой плотности $\rho^{\text{ф}}$ под действием потока поля v_H удовлетворяет ур-нию Лиувилля, $\dot{\rho} = \{ \rho, H \}$. Отсюда вытекает, напр., стадио-

нажность распределения Гиббса $\exp(-\beta H)\omega^n$. В координатах Дарбу

$$\omega^n = \prod dp_i \wedge dq_1 \dots \wedge dp_n \wedge dq_n.$$

5) Классич. подход к спину. Векторное произведение в 3-мерном евклидовом пространстве порождает скобку Пуассона ф-ций на нбм. Симплектич. слои в данном примере — концентрич. сферы, снабженные элементом площади. *Вращающей группой* сохраняющей площадь и потому действующей на сфере потоками гамильтоновых векторных полей. Гамильтонианы действия — линейные ф-ции в пространстве. Квантование этого действия возможно лишь в сферах целочисленной площади (в единицах \hbar) и приводит к непротиворечивым *представлениям группы вращений* — как векторным, так и «спинорным».

6) Принципы наименьшего действия. Двум траекториям в С. м. с общими концами сопоставим симплектич. площадь соединяющей их 2-мерной пленки. Эта площадь по существу не зависит от пленки (замкнутость симплектич. структуры!) и определяет поэтому функционал, называемый действием, на пространстве таких траекторий (он определен с точностью до постоянного слагаемого). Экстремали функционала действия в классе траекторий на поверхности фиксиров. уровня гамильтониана H суть в точности траектории поля v_H (следствие координатности поля v_H к уровням $H = \text{const}$). Этот геом. вариационный принцип — прототип всех вариационных принципов матем. физики.

Имеется и обратная связь — пространство экстремальной вариации, задачи, как правило, несут естественную симплектич. структуру. Последнее обстоятельство лежит в основе перехода от *лагранжева формализма* к гамильтонову, а также даёт ещё один способ пополнить запас примеров С. м.

7) Теория Дирака. К гамильтонову формализму со связями обычно приходят, отправляясь от *лагранжева*, вырожденного по скоростям (определятель матрицы производных лагранжиана по скоростям равен нулю). Требование непротиворечивости динамики, у-рий означает, что подмногообразие связей F в С. м. M инволютивно: пространство F связей (ф-ций на M , нулевых на F) замкнуто относительно скобки Пуассона ($\{J, J\} \subset J$). Поток векторного поля, отвечающего гамильтониану H , сохраняет F , если $\{H, J\} \subset J$. Все такие гамильтонианы образуют замкнутое относительно скобки Пуассона алгебру A . Физ. величины — это элементы фактор-алгебры A/J . Их можно воспринимать как ф-ции на физ. фазовом пространстве $B = \text{базе}$ некоего расслоения $F \rightarrow B$. Скобка Пуассона в A/J наделяет B симплектич. структурой. Эта конструкция используется в калибровочно инвариантных теориях (см. *Калибровочная инвариантность*), где вместо проекции из F в B обычно фиксируют «калибровку», т. е. сечение расслоения $F \rightarrow B$ в качестве физ. фазового пространства.

8) У-рии Эйлера (для твёрдого тела). Если действие группы Ли G на С. м. M сохраняет симплектич. структуру, то алгебра \mathfrak{G} -инвариантных ф-ций на M замкнута относительно скобки Пуассона. Рассматривая \mathfrak{A} как алгебру ф-ций на многообразии A , получаем расслоение A на симплектич. слои, а также проекцию $M \rightarrow A$, сохраняющую скобки Пуассона. На этой конструкции основано понижение порядка симметричных гамильтоновых систем: траектории на M G -инвариантного поля v_H проектируются в траектории гамильтонова потока на слоях в A с гамильтонианом $H \in \mathfrak{A}$. Таким способом возникает, напр., у-рии Эйлера, $\dot{m} = [m\dot{\theta}]$, описывающее эволюцию вектора момента импульса во внутр. координатах твёрдого тела при его свободном вращении. Здесь G — группа вращений; $M = T^*G$ — её кокасательное расслоение, действие G на M задано сдвигами на группе, а проекция $M \rightarrow A = M/G$ совпадает с отображением момента $T^*G \rightarrow \mathfrak{G}^*$ в двой-

ственное пространство алгебры Ли \mathfrak{G} (см. С. Скобка Пуассона в \mathfrak{M} порождается коммутатором в \mathfrak{G} . Симплектич. слои в \mathfrak{G}^* — это орбиты коприсоединённого представления группы G . Тензор инерции тела интерпретируется как оператор $Q: \mathfrak{G} \rightarrow \mathfrak{G}^*$ и устанавливает связь вектора угл. скорости $\omega \in$ вектором момента $\Pi = Q\omega$ и задаёт на \mathfrak{G}^* квадратичный гамильтониан $H = \langle \Pi | Q^{-1} \Pi \rangle$).

Аналогичная конструкция с группой G сохраняющих объём диффеоморфизмов приводит к у-рию вихря $d(\text{rot}v)/dt = [v, \text{rot}v]$ в теории свободного течения идеальной жидкости, где роль порождающего гамильтониана оператора инерции выполняет ротор.

Отображение момента $V \times G \rightarrow \mathfrak{G}^*$ играет фундаментальную роль в современной теории вполне интегрируемых систем. В частности, один из подходов к интегрированию *Кортвега — де Фриза уравнения* основан на его интерпретации как у-рия Эйлера на орбите коприсоединённого представления в двойственном пространстве алгебры Вирасоро.

Лит.: Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 3 изд., М., 1989; Арнольд В. И., Глиен и таль А. В., Симплектическая геометрия, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Современное проблемы математики. Фундаментальные направления, т. 4, М., 1985, с. 5; Кириллов А. А., Геометрическое квантование, там же, с. 141.

А. Б. Гузенталь

СИГЛЕТЫ (от англ. single — одиночный) — одиночные спектральные линии в атомных спектрах, соответствующие разрешённым квантовым переходам между сиглетными уровнями энергии (см. *Мультиплетность*). Сиглетные линии составляют, напр., гл. спектральную серию атомов щёлочноземельных элементов.

СИГНОНИЯ кристаллическая — подразделение кристаллов по симметрии формы их *элементарной ячейки* (элементарного параллелепипеда повторности), или, что то же самое, по точечной симметрии узлов кристаллич. решётки. С. характеризуется определёнными соотношениями между периодами элементарной ячейки a, b, c и углами между ними α, β, γ (см. *Симметрия кристаллов*). Всего существует 7 С. — триклинная, моноклинная, ромбическая, тетрагональная, тригональная, гексагональная, кубическая.

В. Н. Вайнштейн

СИНГУЛЯРНОСТЬ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ (от лат. singularis — отдельный, особый) — состояние нашей Вселенной в определённый момент времени в прошлом, когда плотность энергии материи ρ и кривизна пространства-времени были очень велики — порядка планковских значений ($\rho \sim \rho_{\text{пл}} = c^2/G^2 \hbar \sim 10^{114}$ эрг/см³, $|R_{ik}^{lm} R_{klm}| \sim c^4/G^2 \hbar^2 \sim 10^{121}$ см⁻⁴, где R_{iklm} — кривизна тензор) — физическая сингулярность, или даже бесконечны — математически ρ и R . Это состояние, вместе с последующим этапом эволюции Вселенной, пока плотность энергии материи оставалась высокой, называют также *Большим Взрывом*.

Тот факт, что Вселенная в прошлом проходила через состояние с темп-рой $T \sim 10^9$ К, следует из существования в настоящее время изотропного *микроволнового фонового излучения* (реликтового излучения) со строго тепловым (планковским) спектром, а наличие темп-ры $T \sim 10^9 - 10^{10}$ К (100 кэВ — 1 МэВ) в ещё более ранний момент — из теории космологии, *нуклеосинтеза*, дающей правильные значения для наблюдаемых концентраций дейтерия, гелия-3, гелия-4 и лития-7. Дальнейшая экстраполяция в прошлое, в область более высоких энергий, плотностей энергии и темп-ры, следует из у-рий классич. теории гравитации — общей теории относительности (см. *Тяготение*). Согласно этой теории, С. к. есть частный случай сингулярности (особенности), возникающих в решениях у-рий Эйнштейна, а существование матем. С. к. неизбежно следует из факта изотропного расширения наблюдаемой части Вселенной в настоящее время и существования релик-

тового излучения. Для наиб. вероятной модели Вселенной, в к-рой плотность вещества равна критической (см. *Космология*), а давление вещества много меньше его плотности энергии, С. к. имела место $2/(3H) = 13 (H/50 \text{ км/с.Мпк})^{-1}$ млрд. лет назад (H — *Хаббля постоянная*). При наличии положительной космологич. постоянной или в случае отрицательности кривизны трёхмерного пространства возраст Вселенной может быть больше.

Сингулярности пространства-времени вообще и С. к. в частности являются естеств. границой применимости классич. теории гравитации. Эволюция Вселенной до выхода из физ. С. к. (а также, возможно, некое время после) должна следовать из к.-л. квантового обобщения теории гравитации (см. *Квантовая теория гравитации*). В частности, в общей теории относительности начальные условия в момент матем. С. к. для малых неоднородных возмущений метрики пространства-времени модели Фридмана, описывающей однородную изотропную Вселенную, могут быть произвольными функциями пространственных координат. Более фундаментальная квантовая теория, позволяющая рассчитать структуру физ. С. к., должна давать конкретные предсказания для этих начальных условий, к-рые могут быть проверены с помощью наблюдательных данных о крупномасштабной структуре Вселенной, анизотропии темп-ры реликтового эл.-магн. излучения, спектре и статистике реликтового фона *гравитационных волн* в настоящее время. Напр., такого рода предсказания следуют из модели Вселенной с де-ситтеровской (инфляционной) стадией вблизи С. к. (см. *Первичные флуктуации* в ранней Вселенной). А. А. Старобинский.

СИНГУЛЯРНЫЕ ФУНКЦИИ в квантовой теории и поля — релятивистски-инвариантные функции, тесно связанные с квантованием волновых полей, имеющие сингулярное поведение в окрестности светового конуса и начала координат. В первую очередь к С. ф. относятся *перестановочные функции*, стоящие в правых частях коммутат. соотношений в x -представлении. Простейшей из них является перестановочная функция скалярного поля φ

$$\varphi(x)\varphi(y) - \varphi(y)\varphi(x) = \frac{1}{i} D(x-y) -$$

т. е. функция Паули — Йордана, к-рая явно выражается через функцию Бесселя J_1 (см. *Цилиндрические функции*), делая функцию Дирака δ и известные разрывные функции

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0; \\ 0 & \text{при } x < 0; \end{cases} \quad \varepsilon(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0; \\ -1 & \text{при } x < 0; \end{cases}$$

следующим образом:

$$D(x) = \frac{1}{2\pi} \varepsilon(x^0) \delta(x^2) - \frac{m}{4\pi\sqrt{x^2}} \varepsilon(x^0) \theta(x^2) J_1(m\sqrt{x^2}). \quad (1)$$

Здесь $x^2 = x^0^2 - x^2 -$ квадрат четырёхмерного интервала, $x = (x_0, \mathbf{x})$, $y = (y_0, \mathbf{y})$ — точки пространства-времени, m — масса кванта поля (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Как видно, в окрестности светового конуса $D(x)$ имеет особенность $\varepsilon(x^0)\delta(x^2)$ и $\varepsilon(x^0)\theta(x^2)$.

Перестановочные функции полей с ненулевым спином выражаются через линейные комбинации $D(x)$ и её производных. Напр., перестановочная функция Дирака поля $S(x)$ связана с D соотношением

$$S(x) = (i\gamma^0 \partial_x + m) D(x), \quad (2)$$

где $\partial_x = \partial/\partial x^\alpha$ и γ^α ($\alpha = 0, 1, 2, 3$) — Дирака матрицы. Перестановочные функции являются решениями соответствующих полевых ур-ний. Функция Паули — Йордана удовлетворяет *Клейна — Гордона уравнению* (а также вытекающему из коммутат. соотношения ус-

ловию антисимметрии), а функция $S(x)$ — Дирака уравнению.

Помимо перестановочных С. ф. важную роль играют *Грина функции*, т. е. решения соответствующих неоднородных ур-ний, в правой части к-рых стоит 4-мерная δ -функция. К ним принадлежат запаздывающие, опережающие, а также аннигилирующие центр. место в квантовополевых расчётах причинные функции Грина (*пропагаторы*). Напр., причина С. ф. скалярного поля D^c , определённая через вакуумное среднее от хронологического произведения операторов

$$D^c(x-y) = i \langle T \varphi(x) \varphi(y) \rangle_0,$$

удовлетворяет неоднородному ур-нию

$$(\square - m^2) D^c(x) = -\delta^4(x),$$

может быть представлена в виде 4-многого интеграла Фурье

$$D^c(x) = (2\pi)^{-4} \int \frac{\exp i k x}{m^2 - k^2 - i\epsilon} dk, \quad \epsilon \rightarrow +0$$

и в явном виде выражена через функции Бесселя J_1 , N_1 , K_1 , а также $\theta(x^0)$ и $\delta(x^2)$. В окрестности светового конуса она имеет следующее поведение:

$$D^c(x) \approx \frac{1}{4\pi} \delta(x^2) + \frac{1}{4\pi x^2} + \frac{i\pi^2}{8\pi^2} \ln \frac{m\sqrt{x^2}}{2} - \frac{m^2}{16\pi} \theta(x^2). \quad (3)$$

Причинные функции полей со спином выражаются через D^c и её производные линейными соотношениями, подобными (2).

В квантовополевых расчётах приходится иметь дело с произведениями и степенями пропагаторов разл. полей. Напр., однопетлевой диаграмме *поляризации вакуума* в x -представлении соответствует произведение двух причинных функций поля Дирака:

$$\gamma^\alpha S^c(x-y) \gamma_\alpha S^c(y-x),$$

а в окрестности светового конуса при $(x-y)^2 \approx 0$ — произведение выражений (3) и их первых производных. С матем. точки зрения входящие в (3) сингулярные объекты представляют собой *обобщённые функции*.

Теория С. ф. квантовой теории поля была разработана Н. Н. Боголюбовым в нач. 1950-х гг. Она явилась основой оригинальной схемы устранения УФ-расходимостей, не использующей *контрчленов* и *перенормировок*.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984, т. 3; и т. ж., Квантовые поля, М., 1980.

СИНЕРГЕТИКА (от греч. synergētikós — совместный, согласованно действующий) — направление в науке, связанное с изучением закономерностей пространственно-временного упорядочения в разнообразных системах. Термин «С.», введённый Г. Ханеном (H. Haken) в нач. 1970-х гг., отражает тот факт, что процессы упорядочения в макроскопич. системе возникают благодаря взаимодействию большого числа элементарных подсистем. Возникновение С. как самостоят. направления связано с тем, что поведение разнообразных физ., хим., биол. и др. систем описывается сложными матем. моделями и для таких систем характерны одни и те же явления *самоорганизации*. Это позволяет широко использовать результаты исследования одних объектов при анализе других. Напр., модель А. Н. Колмогорова, И. Г. Петровского, Н. С. Пискунова, исследованная в 1937 в связи с биол. проблемой распространения популяций на нек-рой территории, была использована при анализе закономерностей фронта горения, распространения возмущения в сердечной ткани и др.

Осн. понятия С.: *диссипативная структура* (пространственно упорядоченное состояние системы, обычно с симметрией, более низкой, чем симметрия исходного состояния), *волна* и *перекресток* и *я* (бегущий фронт фазового перехода), *ведущий и пассивный* (локализованный автогенератор бегущих импульсов), *вра-*

щадящая спиральная структура, называемая в С. ревербератором, и др. Эти понятия позволяют в универсальных наглядных образах объяснить особенности поведения конкретных систем.

Наряду с термином «С.» для обозначения данного направления широко употребляются также названия, как нелинейная неравновесная термодинамика, теория самоорганизации, теория автоволн, подбрасывающие выбор объекта или метода исследования.

Лит.: Эбеллинг В., Образование структур при необратимых процессах, пер. с нем., М., 1979; Хакем Г., Синергетика, пер. с англ., М., 1980; Гого же, Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985; Романовский Ю. М., Степанова Н. В., Чернавский Д. С., Математическое обоснование, М., 1984; Пригожин И., Об существующем и подыскиваемом, пер. с англ., М., 1985.

СИНТЕТИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы, выращенные в лаб. или заводских условиях. Имеют то же атомное строение, что и природные, часто совершеннее их. Из 3000 известных природных минералов искусственно выращено только неск. сотен, тогда как из 10⁴ синтезированных неорганич. и 10⁶ органич. кристаллов подавляющее большинство не имеет природных аналогов. Выращивание объёмных и тонкоплёночных кристаллов осуществляется из газовой фазы, из растворов и из расплавов (см. Кристаллизация, Эпитаксия). Хим. состав и размеры С. к. разнообразны: от неск. г до неск. кг. Для практич. применений существенное значение имеют лишь 20—30 С. к. (см. табл.). Они служат осн. функциональными элементами микроэлектроники, вычислит. техники, оптики и др.

Лит.: Современная кристаллография, под ред. В. К. Вайштейна, т. 3, М., 1980; Чернов А. А., Физика кристаллизации, М., 1983; Тимофеева В. А., Физико-химические и механические основы раствор-расплавного роста полых технических кристаллов, М., 1990.

СИНСУ-ГОРДОНА. УРАВНЕНИЕ — релятивистски инвариантное ур-ние, в пространственно-временных переменных имеющее вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + m^2 \sin u = 0; \quad (A)$$

$$-\infty < x, t < \infty, u \in R^1, m > 0.$$

Название предложено в 1960-х гг. М. Крускалом (М. Kruskal) по аналогии с линейным Клейна — Гордона уравнением (где вместо $\sin u$ стоит u). В характеристических (светоподобных) переменных ($\sigma = x + t$, $\tau = x - t$) С.-Г. у. выглядит так:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \sigma \partial \tau} + m^2 \sin u = 0; \quad \sigma, \tau, u \in R^1, m > 0. \quad (B)$$

Как в случае (А), так и в случае (В) С.-Г. у. допускает представление Лакса

$$\frac{\partial L}{\partial t} = [L, M]$$

с линейными операторами L и M ($[L, M] = LM - ML$), что позволяет применить к нему обратную задачу рассеяния метод.

Коши задача для С.-Г. у. формулируется след. образом.

Случай (А):

$$u|_{t=0} = u_1, \quad \frac{\partial u}{\partial t} \Big|_{t=0} = u_2;$$

$$\frac{du_1}{dx}, u_2 \in S(R^1); \quad \lim_{|x| \rightarrow \infty} u_1(x) \equiv 0 \pmod{2\pi},$$

Случай (В):

$$u|_{t=0} = u_0; \quad \frac{du_0}{d\sigma} \in S(R^1);$$

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} u_0(\sigma) \equiv 0 \pmod{2\pi}.$$

Здесь $S(R^1)$ — пространство Шварца быстроубывающих ф-ций. Задачи Коши (А) и (В) при нек-рых доп. ограничениях на нач. данные однозначно разрешены в указанных классах, и множества их решений совпадают. Эволюция данных рассеяния соответствует действию L -операторов и дается явными ф-лами, а решения $u(x, t)$ и $u(\sigma, \tau)$ находятся с помощью инте-

Наиболее распространенные синтетические кристаллы

Название	Хим. ф-ла	Макс. вес, размер	Применение
Кварц	SiO ₂	от 1 до 15 кг	Пьезоэлементы, ювелирные изделия, оптич. приборы
Корунд	Al ₂ O ₃	стержни диам. 80—100 мм, дл. до 3 м, пластины 140×330×30 мм	Приборостроение, часовая пром-сть, ювелирные изделия, рубиновый лазер, плантовый усилитель, сапфировые подложки и «окна» в микроэлектронике
Рубин	Al ₂ O ₃ с примесью Cr		
Свифир	Al ₂ O ₃ с примесью Fe		
Германий	Ge	до 10 кг	Полупроводниковые приборы
Кремний	Si	до 30 кг	
Галлий	KCl, NaCl	от 1 до 100 кг	Синтезаторы
Сегнетова соль	KNaC ₄ H ₄ O ₆ ·4H ₂ O	от 1 до 25 кг	Пьезоэлементы
Триглицинсульфат	NH ₂ CH ₂ COONH ₂	от 1 до 40 кг	Пьезоэлектрич. элементы
Дигидрофосфат калия KDP	KH ₂ PO ₄	от 1 до 40 кг	Пьезоэлементы, нелинейные кристаллы, электроника
Алюминат иттрия	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	500×500×300 мм	Лазеры, ювелирные изделия
Железистый гранат	Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	40×40×150 мм	Акустоэлектроника
Гадолиний-галмиевый гранат	Gd ₃ Ga ₅ O ₁₂	20×80×200 мм	Подложки для магн. плёнок
Алмаз	C	30×30×30 мм	Абразивный материал
Ниобат лития	LiNbO ₃	от 0,1 до 3 мм	Пьезоэлементы, акустоэлектрич. и электрооптич. элементы
Нафталин	C ₁₀ H ₈	блочки в веск. кг	Синтез явлц. детекторы частиц
Гидрогалит калия	CaH ₂ O ₄ K	до 1 кг	Рентг. анализаторы, нелинейная оптика
Сульфид кадмия	CdS	20×20×100 мм	Полупроводниковые приборы
Кальцит	CaCO ₃	10×30×30 мм	Оптич. приборы
Сульфид цинка	ZnS	20×20×100 мм	Полупроводниковые приборы
Арсенид галлия	GaAs	—	—
Фосфид галлия	GaP	—	—
Молибдат иттрия	Y ₂ (MoO ₄) ₃	100×100×100 мм	Лазеры
Двуокись циркония (с добавкой Y ₂ O ₃ до 10%)	ZrO ₂	100×100×100 мм	Ювелирные изделия, оптика
Двуокись гафния (с добавкой Y ₂ O ₃ до 10%)	HfO ₂	—	—
Вольфрамат калия	K ₂ WO ₄	10×20×200 мм	Лазеры
Алюминат иттрия	YAlO ₃	10×10×100 мм	—
Алюминий (трубы разл. сечений)	Al	дл. до 1 м, диам. 3×20 см	Металлургия

гральных ур-ний типа Гельфанда — Левитана — Марченко.

Гамильтонова формулировка С.-Г. у. заключается в том, что, напр., в случае (А) оно представляет собой *гамильтонову систему* с гамильтономом

$$P_0 = \frac{1}{\gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{1}{2} \pi^2(x) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + m^2(1 - \cos u) \right\} dx$$

и симплектик. формой (см. *Симплектическая структура, Симплектическое многообразие*)

$$\Omega = \frac{1}{\gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} dx(x) \wedge du(x) dx, \quad \pi(x) = \frac{\partial u}{\partial t}.$$

Эта система является вполне интегрируемой, и переход от переменных x и t к данным рассеяния соответствующего оператора L является канонич. преобразованием канонических переменных типа действие — угол. Фазовое пространство параметризуется канонически сопряженными переменными трех типов:

- 1) $0 \leq \rho(p) < \infty, 0 \leq \varphi(p) < 2\pi, p \in \mathbb{R}^1$;
- 2) $p_a, q_a \in \mathbb{R}^1, a=1, \dots, N_1; N_1 \geq 0, N_1 \in \mathbb{Z}$;
- 3) $\eta_b, \xi_b \in \mathbb{R}^1, 0 \leq \alpha_b < 8\pi/\gamma, 0 \leq \beta_b < 2\pi; b=1, \dots, N_2, N_2 \geq 0, N_2 \in \mathbb{Z}$.

Полная энергия P_0 и полный импульс

$$P_1 = \frac{1}{\gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} \pi(x) \frac{\partial u}{\partial x} dx$$

полю и в новых переменных выглядят след. образом:

$$P_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{p^2 + m^2} \rho(p) dp + \sum_{a=1}^{N_1} \sqrt{p_a^2 + M^2} + \sum_{b=1}^{N_2} \sqrt{\eta_b^2 + (2M \sin \theta_b)^2};$$

$$P_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} p \rho(p) dp + \sum_{a=1}^{N_1} p_a + \sum_{b=1}^{N_2} \eta_b, \quad M = \frac{\delta m}{\gamma}, \quad \theta_b = \frac{\gamma}{16} \alpha_b.$$

В случае (В) также получается вполне интегрируемая гамильтонова система.

Одно из приложений t к квантовой теории поля. Пусть $u(x, t)$ — скалярное поле с лагранжианом

$$L = \frac{1}{2\gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - 2m^2(1 - \cos u) \right\} dx$$

(здесь γ — константа связи). Такой лагранжиан появляется как часть квантового лагранжиана для мя. реалистич. моделей в КТП. С.-Г. у. является ур-нием Эйлера — Лагранжа для этого лагранжиана. При квазиклассич. квантовании поля и, роль играют приведенные выше выражения для P_0 и P_1 . Первые члены в правых частях указаний осн. ф-л. отвечают частицам массой m — частицам осн. ф-л. Переносим второго и третьего типов соответствуют локализов. решениям С.-Г. у. — солитоны (в КТП) и двойные солитоны массы M и $2M \sin \theta$. Система обладает законом сохранения (*топологический заряд*):

$$Q = \frac{1}{2\pi} (u(+\infty, t) - u(-\infty, t)), \quad Q \in \mathbb{Z}.$$

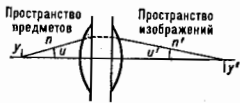
Частицы первого и третьего типов имеют заряд, равный 0, а у частиц второго типа заряд равен +1. Части-

цы с одинаковыми зарядами отталкиваются, а с разными зарядами — притягиваются. Наличие бесконечного числа законов сохранения означает, что при рассеянии сохраняются кола-ва (состояние каждого типа; n -частичная матрица рассеяния (S -матрица) сводится к парным S -матрицам. С помощью интеграла по траекториям можно вычислить квантовые поправки к массам и к квазиклассической S -матрице солитонов. Одним из нетривиальных свойств указанной модели является возникновение левого спектра частиц (солитонов), в то время как лагранжиан теории содержит только одно поле. Кроме того, в приближении слабого взаимодействия (т. е. когда γ мало) солитоны — массивные частицы и сильно взаимодействуют.

Лит.: Гинзбург С. П., Изложение на главном основании и связанные с ним геометрические задачи, М.—Л., 1937; A. B. L. O. W. I. T. Z. M. (и др.), Method for solving the sine-gordon equation, *Phys. Rev. Lett.*, 1973, т. 30, р. 1282; Тахтаджян И. Л. А., Фаддеев Л. Д., Существенно-неинтегрируемая одномерная модель классической теории поля, *АТМО*, 1974, т. 21, № 2, с. 160; и ж. е. Гамильтонова система, связанная с уравнением $U_{tt} + \sin u = 0$, *Ср. Матем. ин-та АН СССР*, 1976, т. 14, с. 254; Корсаки В. Е., Фаддеев Л. Д., Квантование солитонов, *АТМО*, 1975, т. 25, № 2, с. 147; Кодел В. А., Котляров В. П., Посты периодические решения уравнения $U_{xx} + \sin u = 0$, *ДАН УССР*, сер. АИ, 1976, № 10, с. 676; Пелли и др. Е. П., Некоторые точные методы в теории реллиевых волн, *Изв. вузов. Радиофизика*, 1978, т. 19, № 5—6, с. 883.

Л. А. Тахтаджян.

СИНУСОВОЕ УСЛОВИЕ — условие, соблюдение к-рого необходимо, чтобы оптич. система, исправленная в отношении *об сферической аберрации*, давала безаберрационное изображение y' малого осевого элемента y , расположенного перпендикулярно осн. С. у. выражается ф-лой $\sin u / \sin u' = \beta n / n'$, где u и u' — углы, образуемые оптич. осью и лучом, проходящим через точку предмета на осн в пространстве предметов и в пространстве изображений соответственно (рис.); n и n' — показатели преломления среды по обе стороны оптич.



системы; $\beta = y'/y$ — линейное увеличение оптич. системы.

СИНУСОИДАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ — см. *Гармонические колебания*.

СИМФАЭНОСТЬ — совпадение по фазе двух или нескольких периодич. колебаний. Опираясь на более общее понятие когерентности, С. можно определить как частный случай когерентности, при к-ром разность фаз колебаний постоянна и равна нулю (на рис. 1 см.

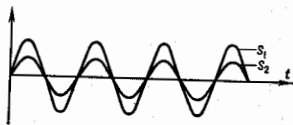


Рис. 1.

сифазные гармоники колебания, описываемые ф-циями вида $S_1(t) = A_1 \sin(\omega t + \varphi_0)$, где A_1 — амплитуда, $\omega = 2\pi/T$ — круговая (циклическая) частота, T — период колебаний, φ_0 — начальная фаза; эти колебания сифазны, если $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2\pi n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$; на рис. 2 — сифазные колебания взаимно перпендикулярных векторов напряженностей электр. и магн. полей.

Примеры сифазных колебаний: 1) колебания всех точек стоячей волны; они происходят с разл. отклоне-

ниями от нулевого положения, но в одинаковой фазе (во время как в безупречной, наоборот, колебания всех точек происходят с одинаковыми отклонениями, но в разл. фазах); 2) а нелинейных оптич. средах колебания вынуждающей волны нелинейной поляризации

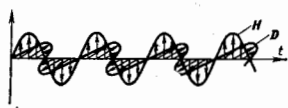


Рис. 2.

и, напр., возбуждаемой ее волны поля второй гармонической при наличии т. е. фазового (волнового) синхронизма. При отсутствии синхронизма, т. е. при наличии волновой расстройки, С. волн поляризации и поля исчезает, в результате чего возникают пространственные бегущие.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 13 изд., М., 1981; Основы теории колебаний, 2 изд., М., 1988. Т. И. Соколов.

СИНХРОБЕТАТРОННЫЙ РЕЗОНАНС — резонансное возбуждение колебаний частиц в циклич. ускорителях на комбинац. частотах, составленных из частот бетатронных и синхротронных колебаний. Возникает при выполнении условия

$$m_x \omega_x + m_z \omega_z + m_c \omega_c = n \omega_0,$$

где $\omega_{x,z}$ — частоты радиальных и аксиальных (вертикальных) бетатронных колебаний (по осям x и z), ω_c — частота синхротронных колебаний, ω_0 — частота обращения частиц в ускорителе, m_x, m_z, m_c — целые числа.

К возникновению С. р. приводит несколько причин: зависимость частот бетатронных колебаний от импульса частиц (т. е. хроматизм ускорителя), зависимость притока энергии, получаемой частицами при прохождении ускоряющих промежутков, от радиальной координаты, отклонение плоскости бетатронных колебаний от нормальной к равновесной орбите, а также локализация возмущений. Для компенсации первого эффекта в магн. структуру ускорителей вводят секступольные линзы, для компенсации второго стараются располагать ускоряющие станции на участках с небольшой (лучше всего с нулевой) дисперсионной ф-цией (описывающей зависимость радиального положения частицы от её импульса).

С. р. налагает серьезные ограничения на изготовление накопительных колец ускорителей. Обычно частоты колебаний должны быть удалены от С. р. С. р. может заметно ограничить светимость ускорителей со встречными пучками (колайдерами).

Лит. см. при ст. Синхротрон электронами.

СИНХРОНИЗАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ — согласование частот, фаз или др. характеристик сигналов, генерируемых взаимодействующими колебательными системами. Различают в зависимости от С. к., когда парциальные подсистемы перестраивают режим колебаний друг друга, и в естественную (вынужденную) С. к., когда характеристики колебаний системы (систем) изменяются под действием внеш. силы. Вынужденную синхронизацию по частоте колебаний, т. е. навязывание системе, характеризующейся в автономном режиме одной частотой колебаний, др. частоты, определенной внеш. силой, называют *захватыванием частоты*. Захватывание частоты — простейший пример явления синхронизации, к-рый был описан еще Х. Гюйгенсом (Ch. Huygens) в связи с ускорением или замедлением хода часов, висящих на независимом колеблющемся балке (см., напр., [1]).

Наиб. полно развита теория С. к. для квазигармонических колебаний в слабо нелинейных системах [2—4].

В частности, усредненные по периоду внеш. силы уравнения для комплексной амплитуды a нелинейного генератора с одной степенью свободы, находящегося под действием слабой гармонической силы, имеют вид:

$$\dot{a} = \mu[a(1 - |a|^2) + \beta|a|^2 a + a_{внеш} + \xi a], \quad (1)$$

где μ, β, ξ — действительные параметры: ξ — расстройка между частотой автоколебаний и частотой внеш. силы, μ — коэф. усиления в автономном генераторе, β — нелинейный сдвиг частоты. Режиму С. к. соответствует устойчивое положение равновесия системы (1). В исходном же (3-мерном) фазовом пространстве режиму С. к. отвечает устойчивый *предельный цикл*. При увеличении ξ режим С. к. либо перестает существовать (при слабых внеш. сигналах), либо теряет устойчивость (в случае сильных сигналов). Область значений расстроек, для к-рых реализуется режим С. к., наз. *полосой захватывания*. Границы полосы захватывания находятся из (1); из условия существования режима С. к. ($\dot{a} = 0$) устанавливается резонансная кривая

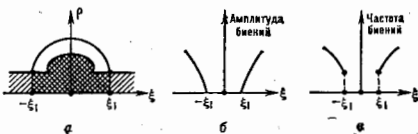


Рис. 1.

$\rho = \rho(\xi)$, где $\rho = |a_0(\xi)|^2$ — интенсивность автоколебаний в режиме С. к., и по линеаризованному уравнению определяется устойчивость этого режима. На рис. 1 показаны полосы захватывания в случаях слабых и сильных сигналов. На рис. 2 изображены последовательности фазовых портретов на плоскости (Re a, Im a), отвечающих (1) при разных значениях расстройки. При

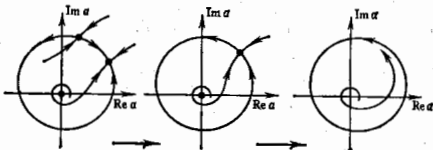


Рис. 2.

переходе через границу области захватывания режим С. к. сменяется режимом *бегущий* — наблюдается *бифуркация Андронова — Хопфа* (при сильных сигналах) или *бифуркация рождения предельного цикла* из петли *separatrix* седло — узел (при слабых сигналах). В исходном (3-мерном) фазовом пространстве переходу к режиму бегущий отвечает рождение притягивающего двумерного тора с квазипериодич. обмоткой. Аналогичным образом можно исследовать С. к. ансамбля генераторов, находящихся под действием одной и той же внеш. гармонической силы [5, 6].

Явление взаимной синхронизации генераторов квазигармонических колебаний в простейшем случае бигармонического резонанса ($\omega_2 = 2\omega_1 + \xi$) может быть исследовано в рамках системы уравнений для комплексных амплитуд a_1, a_2 , взаимодействующих мод в автогенераторе с двумя степенями свободы:

$$\dot{a}_1 = \lambda_1 [1 - (|a_1|^2 + \rho_{12}|a_2|^2) - \sigma_1 a_1^2] \exp i \xi t, \quad (2)$$

$$\dot{a}_2 = \lambda_2 [1 - (|a_2|^2 + \rho_{21}|a_1|^2) - \sigma_2 a_2^2] \exp i \xi t,$$

где ξ — расстройка от точного резонанса, $k_{1,2}$ — инкременты каждой из мод, ρ_{12} , ρ_{21} — параметры, характеризующие конкуренцию мод, а $\sigma_{1,2}$ — их резонансное взаимодействие. Здесь также режиму С. к. отвечает устойчивое состояние равновесия, граница области устойчивости к-рого и определяет границу области взаимной синхронизации [3]. Взаимная синхронизация наблюдается в системах с числом степеней свободы ≥ 2 , и во многих ситуациях после разрушения режима С. к. возможно возникновение стохастических автоколебаний (см. *Стохастические колебания*). Явление С. к. наблюдается не только в случае, когда частоты парциальных генераторов близки друг к другу, но и когда они близки к кратным друг друга (синхронизация на гармониках и субгармониках). Именно за счёт взаимной синхронизации мод оптич. резонатора удаётся реализовать режим генерации ультракоротких импульсов в лазерах [7].

В сильно нелинейном случае усреднённое описание, приводящее к уравнениям типа (1) и (2), не адекватно задаче, и здесь используется качество теории динамических систем. В этой теории явление синхронизации периодич. колебаний двух автоколебл. систем можно описать следующим образом. Каждой из систем

$$\dot{x} = f(x), \quad x \in \mathbb{R}^m, \quad (3)$$

$$\dot{y} = g(y), \quad y \in \mathbb{R}^m \quad (4)$$

свойственны периоды. автоколебания, т. е. в её фазовом пространстве имеется устойчивый предельный цикл — L_1 и L_2 соответственно. Система

$$\dot{x} = f(x) + \gamma h(x, y), \quad (5)$$

$$\dot{y} = g(y) + \gamma r(x, y)$$

при $\gamma = 0$ будет иметь притягивающий двумерный тор $T_0 = L_1 \times L_2$ (каждая система колеблется независимо от другой). При возрастании параметра связи γ движение в парциальных подсистемах системы (5) переставит быть независимым, что отвечает бифуркациям на торе T_0 (остающемся аттрактором для системы (5)). В частности, явлению синхронизации отвечает рождение устойчивого предельного цикла на этом торе.

Более подробную информацию о перестройках в системе при изменении параметра связи даёт т. н. дьявольская лестница — график зависимости числа вращения системы на торе T_0 от параметра связи. [Число вращения — это предел отношения фаз бывших независимыми при $\gamma = 0$ колебаний парциальных генераторов: $\mu = \lim_{t \rightarrow \infty} \varphi(t)/\psi(t)$].

Зависимость числа вращения от величины параметра связи имеет вид непрерывно

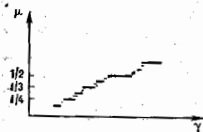


Рис. 3.

уменьшающихся ступеней (рис. 3). Точнее, ф-ция $\mu(\gamma)$ растёт на канторовом множестве. Каждое своё значение, равное отношению целых чисел p/q (синхронизация), число вращения принимает, вообще говоря, на некотором интервале, а числа p и q соответствуют номерам гармоник, на к-рых осуществляется взаимная синхронизация. Если следить за изменением не только параметра связи, но и др. параметра (напр., надкритичности в каждом из генераторов), то области синхронизации будут изображаться уже не на прямой, а на плоскости. Обычно эти области имеют вид язычков [8] (т. н. языки Арнольда [9]) — рис. 4.

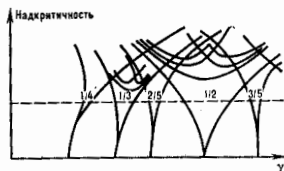


Рис. 4.

Взаимное согласование движений свойственно генераторам не только периодических, но в стохастических автоколебаний. Принципиальное отличие от случая периодич. колебаний здесь в том, что движения взаимодействующих неидентичных подсистем согласуются лишь в среднем во времени. При этом могут быть одинаковыми топология проекций *странных аттракторов* на парциальные подпространства, их размерности, спектры мощности парциальных колебаний. В то же время сами реализации локально по времени могут не совпадать. На рис. 5 представлены странные аттракторы парциальных подсистем в автономном режиме

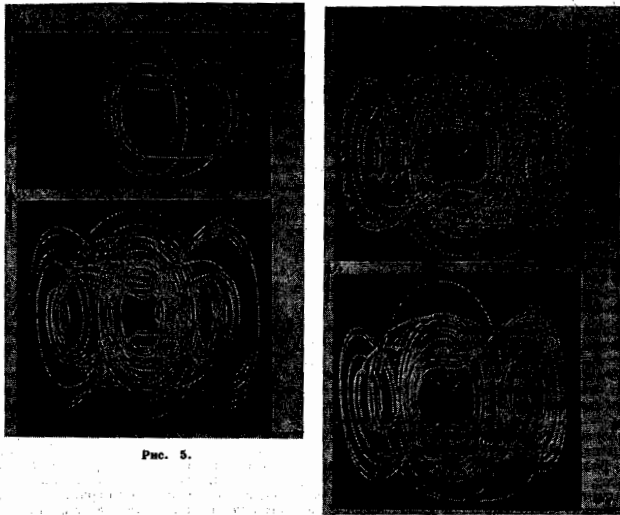


Рис. 5.

($C=0$) и проекция аттрактора на парциальные подпространства в режиме стохастич. синхронизации ($C=10$) для системы, описываемой ур-ниями вида:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 + k_1 \dot{x}_1 + (1+q \cos \Omega t)x_1 + z &= C(x_2 - \dot{x}_1), \\ \ddot{x}_2 + k_2 \dot{x}_2 + (1+q \cos \Omega t)x_2 + z &= C(\dot{x}_1 - \dot{x}_2) \end{aligned} \quad (6)$$

(напр., $Q=2$, $k_1=0,48$, $k_2=0,45$ для двух связанных параметрически возбуждаемых генераторов [10]).

Степень стохастич. синхронизации может быть различной; в частности, в нек-рых ситуациях, когда взаимодействуют идентичные подсистемы, совпадение парциальных колебаний может быть полным.

Лит.: 1) Влекман И. И. Синхронизация в природе и технике, М., 1981; 2) Андронов А. А., Витт А. А., Кратчайшая теория захватывания, в кн.: Андронов А. А., Собр. трудов, М., 1956; 3) Бланкверт С. Анализ нелинейных систем, пер. с англ., М., 1969; 4) Рабинович М. И., Трубецкой Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984; 5) Aizawa X., Synergetic approach to the phenomena of mode-locking in nonlinear systems, *Prog. Theor. Phys.*, 1978, т. 56, № 3, p. 703; 6) Рабинович М. И., Стохастич. автоколебания и турбулентность, «УФН», 1978, т. 125, с. 123; 7) Квантовая радиофизика, 2 изд., т. 2 — Хван и Я. И., Динамика квантовых генераторов, М., 1975; 8) Ариэль В. И., Малые знаменатели. 1. Об отраженных окружности на себя, *Изв. АН СССР. Сер. мат.*, 1981, т. 25, с. 21; 9) Thompson J. M., Stewart H. B., *Nonlinear dynamics and chaos*, N. Y., J. Wiley, 1986; 10) Абрамзон В. С., Вержич Н. Н., Рабинович М. И., Стохастич. синхронизация колебаний в диссипативных системах, *Изв. вузов. Радиофизика*, 1986, т. 29, № 8, с. 1050.

В. С. Абрамзон, М. И. Рабинович.

СИНХРОНИЗМ (от греч. *synchronizō* — одновременно) — условие эфф. обмена энергией при взаимодействии волн, заключающееся в сохранении определенных фазовых соотношений между волнами на протяжении всей области взаимодействия.

В условиях С. интенсивности взаимодействующих волн меняются в первом приближении пропорционально квадрату длин области взаимодействия z^2 (рис.).

При нарушении С. интенсивности волн осциллируют вдоль оси z с пространственным периодом $2l_{\text{пер}}$, достигая макс. изменения на длине $l_{\text{пер}}$, называемой длиной когерентного взаимодействия. Макс. изменение интенсивностей волн пропорционально $l_{\text{пер}}$ и при сильном нарушении С. очень мало.

Термин «С.» получил широкое распространение при описании взаимодействия эл.-магн. волн. Для плоских эл.-магн. волн частоты ω , распространяющихся в нелинейной среде вдоль оси z , в приближении медленно меняющихся амплитуд интенсивности волн (см. *Нелинейная оптика*)

$$I \propto |A|^2 \cos^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{k_P - k}{2} z \right), \quad (1)$$

где k, k_P — волновые векторы собственной эл.-магн. волны и волны нелинейной поляризации, $\text{sinc}(z) = \sin z/z$. При этом $2l_{\text{пер}} = 2\pi/|k_P - k|$. Поскольку $k = \omega/v_D$ и $k_P = \omega/v_{DP}$, где v_D, v_{DP} — фазовые скорости эл.-магн. волны и волны нелинейной поляризации соответственно, то условие С. можно записать как $v_D = v_{DP}$. Т. о., условие С. заключается в равенстве фазовых скоростей собственной эл.-магн. волны и волны нелинейной поляризации среды на частоте ω .

Волна нелинейной поляризации на частоте ω возникает, напр., при распространении в среде эл.-магн. волн с частотами ω_1 и ω_2 , причём $\omega_1 + \omega_2 = \omega$, и волновыми векторами k_1 и k_2 . Условие С. в этом случае

принимает вид $k_1 + k_2 = k$ или, в общем случае, $k_1 + k_2 = k$. Этот процесс наз. генерацией суммарной частоты, частным случаем k -рога является генерация второй гармоник (при $\omega_1 = \omega_2$). Условие С. можно трактовать как сохранение суммарного импульса взаимодействующих волн: $hk_1 + hk_2 = hk$. При нарушении условия С. импульс волн частично передается среде, а k -рой они распространяются.

В СВЧ-приборах, напр. *лампе бегущей волны* (ЛБВ), вместо волны поляризации следует рассматривать волну конвекционных токов, фазовая скорость k -рой совпадает со скоростью потока электронов. В этом случае условие С. заключается в совпадении фазовой скорости эл.-магн. волны со скоростью электронного потока. Это рассмотрение соответствует приближению, не учитывающему обратного влияния эл.-магн. волны на поток электронов (в нелинейной оптике подобный подход наз. приближением заданного поля). При учёте этого влияния наиб. усиление эл.-магн. волн в ЛБВ достигается при нек-ром превышении начальной скорости взаимодействия над фазовой скоростью эл.-магн. волны.

При акустич. взаимодействии (см. *Акустическая Дифракция света на ультразвуке*) условие С. $k \pm K = k'$, где k, k' и K — волновые векторы падающей, дифрагированной (рассеянной) и акустич. волн соответственно, называют *Брэгга — Вульфа условиями*.

Для выполнения условия С. в общем случае приходится принимать спец. меры, напр. использовать замедляющие системы в СВЧ-приборах, или двулучепреломляющие кристаллы в нелинейной оптике, подбирая частоту акустич. волны в акустоопт. устройствах.

Спектральная ширина S определяется как ширина частотного интервала $\Delta\omega_S$, в пределах k -рого фазовое рассогласование взаимодействующих волн в области взаимодействия не превышает

$$\Delta\omega_S \approx \frac{2\pi}{10k_P/v_D - dk/d\omega l},$$

где l — длина области взаимодействия. Поскольку $dk/d\omega \approx v_{гр}^{-1}$, где $v_{гр}$ — групповая скорость, то спектральная ширина S велика в случае равенства групповых скоростей взаимодействующих волн. Это условие т. н. *группового синхронизма* (в отличие от группового С., условие $k_P = k$ называют *фазовым* или *однородным С.*). При выполнении условия группового С., ограниченные в пространстве волновые пакеты распространяются с одинаковой групповой скоростью и их эффективное взаимодействие происходит на большой длине даже при малой длине волновых пакетов (т. е. при широком спектре). Так, в ЛБВ с однородной замедляющей системой дисперсия эл.-магн. волн очень мала и групповые скорости взаимодействующих волн практически совпадают, что обуславливает широкую полосу усиления ЛБВ (октана и выше). В *лампе обратной волны* (ЛОВ), напротив, групповая скорость эл.-магн. волны и скорость потока электронов противоположны, поэтому усилители на ЛОВ не могут быть широкополосными и ЛОВ часто используют как узкополосный перестраиваемый регенеративный усилитель.

В нелинейной оптике из-за сильной дисперсии групповой скорости S наблюдается только в отд. случаях. В акустике, напротив, из-за малой дисперсии условия фазового и группового С. выполняются одновременно для большого числа спектральных компонент, что приводит к накоплению нелинейных эффектов на больших длинах и образованию *ударных волн*.

При взаимодействии волновых пучков, ограниченных в поперечном сечении, условие группового С. принимает более общий вид, а именно — как равенство векторов групповых скоростей взаимодействующих волн. При отличии направления векторов групповых скоростей ограниченные в пространстве волновые пучки испытывают боковой снос относительно друг друга,

что приводит к уменьшению области эфф. взаимодействия. Это явление обычно характеризуется угл. шириной C . — расхождение взаимодействия, в пределах k -рой фазовое рассогласование не превышает L . В нелинейной оптике боковой свос взаимодействующих пучков наз. а п е р у р ы м э ф ф е к т о м и обусловлен отличием направления векторов фазовой и групповой скоростей для необиоживенных волн в анизотропных кристаллах (см. *Оптическая анизотропия*). Апертурный эффект полностью отсутствует при т. п. 90-градусном C ., когда все взаимодействующие пучки распространяются перпендикулярно оптич. оси. При 90-градусном C угл. ширина C резко возрастает и ограничена дифракц. распыливанием пучков, так же как спектральная ширина C при групповом C ограничена дисперсионным распыливанием волновых пакетов.

Лит.: Цернике Ф., Милвинтер Дж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976; Виноградова М. В., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, 2 изд., М., 1990; Ахманов С. А., Дьячков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В., Прикладная нелинейная оптика, М., 1982. С. М. Нотыко.

СИНХРОННАЯ СИСТЕМА отсчёта — система отсчёта, в k -рой компоненты метрического тензора $g_{00} = c^2$, $g_{0i} = 0$ (индекс 0 соответствует временной координате $x^0 = t$, индекс i — 1, 2, 3 — пространственным координатам x^i). В C с. возможна однозначная синхронизация часов в различных точках пространства (отсюда название) по методу Эйнштейна (т. е. с помощью послышки светового сигнала из точки B в бесконечно близкую точку A и обратно и т. д. вдоль нек-рой линии в пространстве, причём одновременным с моментом приёма сигнала в точке A считается момент времени в точке B , равный полусумме моментов отправления и обратного прибытия сигнала в эту точку, см. *Относительности теория*), т. к. результат не зависит от линии, вдоль k -рой проводится синхронизация. В частности, в C с. возможна синхронизация вдоль любой замкнутой линии, что, вообще говоря, не имеет места в др. системах отсчёта. Координата t представляет собой *собственное время* наблюдателя, покоящегося в каждой точке пространства. C с. можно ввести в нек-рой окрестности любой регулярной точки пространства-времени. Физ. реализация C с. даётя системой пробных частиц, двигающихся (безвихревым образом) по геодезическим линиям в заданном пространстве-времени (т. е. по т. н. конгруэнции геодезических l): их траектории выбирают в качестве линий $l^i(t) = \text{const}$ в C с. Для этих частиц C с. являются также и *сопутствующей системой отсчёта*. Характерное свойство C с. — неstationарность, транзит. поле в ней не может быть постоянным (за исключением тривиального случая плоского пространства-времени). C с., как правило, не покрывает всего пространства-времени ввиду пересечения геодезических на кausтиках, что приводит к обращению в нуль детерминанта метрич. тензора на регулярных трёхмерных гиперповерхностях. Для нахождения метрики пространства-времени за этими гиперповерхостями необходимо перейти к другой системе отсчёта.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988.

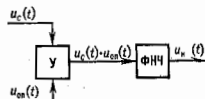
СИНХРОНИЗНЫЙ ДЕТЕКТОР — устройство для извлечения информации из ВЧ-сигнала $u_c(t) = A(t)\cos[\omega_0 t + \varphi(t)]$, модулированного по амплитуде или фазе, путём нелинейного преобразования — умножения на синхронный опорный сигнал $u_{0n}(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ с последующей НЧ-фильтрацией (рис. 4). Низкочастотная составляющая в спектре сигнала-произведения $u_c(t)u_{0n}(t)$ имеет вид:

$$u_{нч}(t) = \frac{A(t)A_0}{2} \cos[\varphi(t) - \varphi_0]$$

и при $\varphi(t) = \text{const}$ пропорциональна искомой амплитуде $A(t)$, а при $\varphi(t) = \text{const}$ и $\varphi_0 = \pi/2$, $\varphi(t) \ll \pi/2$

пропорциональна фазе $\varphi(t)$. Осн. особенность C д. — его помехозащищённость и способность выделять полезный сигнал на фоне шумов — определяется тем, что всякий входной сигнал C д., частота k -рого ω , образует низкочастотную составляющую с частотой

Рис. 1. Блок-схема синхронного детектора: У — умножающее устройство, ФНЧ — фильтр низких частот.



$\delta\omega = \omega - \omega_0$. Если $\delta\omega > \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ — полоса пропускания фильтра низких частот, то паразитный сигнал подавляется при фильтрации. Умножение сигналов в C д. осуществляется обычно элетрич. цепью с изменяемыми параметрами (напр., активным сопротивлением, см. рис. 2) или электронным усилителем (см. *Усилители электривческих колебаний*), коэф. передачи k -рого изменяется под действием опорного сигнала. В общем

Рис. 2. Умножение сигналов на изменяемом сопротивлении.



случае опорным сигналом C д. может служить периодич. сигнал произвольной формы. Широко используется прямоугольный опорный сигнал, для k -рого операции умножения осуществляются путём скачкообразного изменения (переключения) параметра C д. (сопротивления, ёмкости или др.). Для этого обычно применяются быстродействующие диодные или транзисторные переключатели. Для получения требуемого фазового соотношения между опорным и детектируемым сигналом в цепь опорного сигнала включается фазовращающее устройство (см. *Фазовращатели*).

Лит.: Скрипкив Ю. А., Модуляционные измерения параметров сигналов и цепей, М., 1975; Тятин С. У., Шен И. К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982. А. В. Степанов.

СИНХРОТРОН — в широком (обычном в наст. время) смысле слова — кольцевой резонансный ускоритель заряж. частиц, как лёгких (электронов, позитронов), так и тяжёлых (протонов, антипротонов или ионов, см. *Синхротрон протонный*), с изменяющимся в процессе ускорит. цикла магн. полем и неизменным радиусом равновесной орбиты. Частота ускоряющего поля в C . меняется с изменением магн. индукции и таким образом приводится в соответствие с изменяющейся частотой обращения частиц.

C в узком (первоначальном) смысле слова — *синхротрон электронный* — кольцевой резонансный ускоритель ультрарелятивистских частиц — электронов и позитронов. Частота ускоряющего поля в таких C . не меняется в течение ускоряющего цикла, т. к. не меняется (или почти не меняется) скорость ультрарелятивистских частиц.

СИНХРОТРОН ПРОТОННЫЙ — циклич. резонансный ускоритель протонов с изменяющимся во времени магн. полем и синхронно изменяющейся частотой электр. ускоряющего поля ω . Протонными синхротронами часто называют и аналогичные по устройству ускорители др. тяжёлых частиц: антипротонов, атомарных и молекулярных ионов и т. д.

Схема C п. приведена на рис. 1. Протоны, ускоренные в предварит. ускорителе — инжекторе 1, вводятся в кольцевую вакуумную камеру 2 с помощью спец. ал.-магн. инжекторной системы 3, k -рая обычно оканчивается пластинами с отклоняющим электростатич. полем (это поле по окончании инжекции выключается). Частицы ускоряются переменным высокочастотным

электрич. полем ускоряющих станций 4, размещённых в промежутке между электромагнитами 5, к-рые поворачивают и фокусируют частицы в поперечных направлениях (бетатронные колебания). Эти магниты расположены по кольцу в определённом порядке. Система

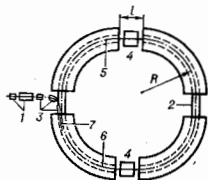


Рис. 1. Схема протонного синхротрона: 1 — инжектор; 2 — вакуумная камера; 3 — устройство ввода; 4 — ускоряющие электроды; 5 — электромагниты; 6 — равновесная орбита; 7 — пучок частиц.

электромагнитов 5 обеспечивает также устойчивость продольных синхротронных колебаний (радиально-фазовых). Траектории частиц в С. п. с точностью до неск. см совпадают с идеальной равновесной орбитой 6.

Индукция поля в электромагнитах В. импульс ускоряемых частиц p и радиус кривизны их траектории R связаны между собой соотношением $pc = eBR$, к-рое в удобных для практич. применения единицах имеет вид:

$$p[\text{МэВ}] = 300B[\text{Тл}] \cdot R[\text{м}]. \quad (1)$$

Это соотношение определяет геом. размеры С. п., к-рые в совр. ускорителях измеряются километрами. Частота ускоряющего поля $\omega_{\text{вч}}$ должна быть кратна частоте обращения частиц в ускорителе

$$\omega = qv/L, \quad (2)$$

где v — скорость частиц, L — длина их траектории, к-рая практически всегда может быть заменена длиной равновесной орбиты, т. е. величиной такой замкнутой кривой, к-рая принадлежит к числу возможных траекторий движения частиц с данным импульсом. Целое число q наз. кратностью q к числу ускоряющих полюсов. Ф-ла (1) показывает, что индукция магн. поля в С. п. должна увеличиваться вместе с импульсом частиц. Для сокращения размеров и экономии электроэнергии в ускорителях на большие энергии всё шире начинает применяться сверхпроводимость. Частота ускоряющего поля должна увеличиваться вместе со скоростью частиц и в течение ускоряющего цикла может изменяться в неск. раз (она постоянна только при ускорении релятивистских частиц).

На рис. 2 изображена типичная зависимость B к ω от времени. Эта зависимость обычно носит периодич.

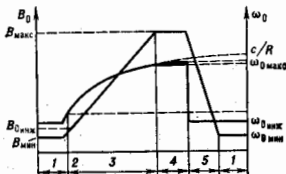


Рис. 2. Рабочий цикл протонного синхротрона: 1 — пауза; 2 — инжекция; 3 — ускорение; 4 — медленный вывод; 5 — спад поля.

характер (в совр. С. п. возможны и более сложные режимы) и называется рабочим циклом (или циклом ускорения). После паузы 1 магн. поле начинает возрастать и при подходящем его значении происходит

инжекция 2, в течение к-рой вакуумная камера С. п. заполняется частицами, поступающими от предратр. ускорителя. В С. п. на умеренную энергию ($\approx 1 \text{ ГэВ}$) в качестве инжекторов обычно используются резонансные линейные ускорители; в С. п. на высокую и сверхвысокую энергию широко применяют каскадные схемы, в к-рых инжектором основного С. п. является небольшой С. п. — б у с т е р. Под действием ускоряющего ВЧ-поля инжектируемые частицы группируются в q сгустков; при этом теряется часть пучка, оказавшаяся вне сепаратрис, ограничивающих области устойчивости продольных колебаний. Захваченные в режим ускорения частицы ускоряются ВЧ электрич. полем, частота к-рого в соответствии с ф-лами (1) и (2) синхронизируется с магн. полем системами автоподстройки по пучку. Во время захвата и ускорения 3 частицы могут быть потеряны под действием ряда факторов: рассеяния на остаточном газе, влияния возмущений магн. и ускоряющего полей, коллективных эффектов, вызванных собою, полем пучка, его взаимодействием со стенками вакуумной камеры и т. д. После окончания стадии ускорения частицы выводятся (4) из С. п. и направляются польователями; для физ. экспериментов, инжекции в др. ускоритель и т. д. В связи с тем что детекторы имеют ограниченную скорость счёта, да совр. С. п. широко применяются схемы медленного вывода, растягивающие процессы вывода частиц до неск. секунд или более. Индукция магн. поля в течение медленного вывода не меняется (выходит «на площадку»).

Совр. С. п. представляет собой сложное инженерное сооружение, включающее целый ряд техн. систем: магн. систему, систему ускорения, вакуумную систему, системы инжекции и вывода, систему диагностики пучка, систему контроля и управления и т. д. Рассмотрим кратко две осн. системы: магнитную и систему ускорения.

Магнитная система обеспечивает поворот и фокусировку частиц. Жёсткость фокусировки определяется бетатронными частотами Q_x и Q_z — числом поперечных (радиальных и аксиальных) колебаний на оборот (см. *Бетатрон*). В соответствии с историч. традицией различают С. п. со слабой фокусировкой (в старой отечеств. литературе — синхротроны), у к-рых Q_x и $Q_z < 1$, и С. п. с сильной фокусировкой ($Q > 1$) (см. *Фокусировка частиц в ускорителе*). Для создания сильной фокусировки применяют магниты, у к-рых градиент магн. поля многократно меняет знак (см. *Знакопеременная фокусировка*). В качестве элементов магн. системы используются либо магниты с совмещёнными ф-циями, в к-рых создаётся магн. поле, имеющее как поворачивающую B_x , так и фокусирующую $\partial B_z/\partial r$ составляющие, либо магниты с разделёнными ф-циями, т. е. дипольные поворачивающие магниты без градиента ($\partial B_z/\partial r = 0$), и квадрупольные фокусирующие линзы, не имеющие поворотного магн. поля ($B_x = 0$).

Магниты в ускорителе объединяют в периоды, группы сложной конфигурации (периоды и супериоды магн. системы); иногда в С. п. на сверхвысокую энергию применяются и непрерыв. группы («вставки»), в к-рых размещаются спец. системы для исследования встречных пучков, мощные ускоряющие системы, системы аварийного вывода пучка и т. д. Магн. система включает также элементы (в виде отд. магнитов, дополнит. обмоток, шимов и т. д.) для коррекции возмущений магн. поля на орбите, вызванных систематич. или случайными отклонениями в поле магнитов, отклонками их устойчивости и т. д. Погрешности магн. систем становятся особенно заметными, если числа бетатронных колебаний Q_x и Q_z приближаются к целым (резонансное влияние погрешностей в индукции магн. поля) в получаемым значениям (погрешности в величине $\partial B_z/\partial r$).

Ускоряющая система обеспечивает ускорение частиц, а также устойчивость синхротронных (радиально-фазовых) колебаний импульса и продольной координаты

частицы около равновесного значения, соответствующего центру ускоряемого пучка. Ускоряющая система состоит из нескольких или многих ускоряющих стаций, возбуждающих нагруженные или полые (в ультрарелятивистских С. п.) резонаторы. Резонаторы располагаются в промежуточных между элементами магн. системы. Для управления частотой резонаторов широко применяется подмагничивание ферритов, к-рым нагружается резонатор. Частота резонатора синхронизируется с частотой обращения частиц с помощью спец. систем автоподстройки. Погрешности и шумы в частоте, напряжениях и др. параметрах ускоряющей системы приводит к шумовой раскачке амплитуды синхротронных колебаний. Стабилизирующим фактором является затухание фазовых колебаний, происходящее при увеличении полной (в релятивистском смысле) энергии частиц ($\sim \epsilon^{-1/2}$).

Основные характеристики протонного синхротрона. Наиб. важные характеристики ускорителей — предельная энергия и интенсивность ускоренного пучка. Совр. С. п. позволяют достичь самых высоких (в принципе неограниченных) значений энергии; интенсивность же С. п. слишком мала для их техн. применения. Поэтому осн. приложение С. п. — физика частиц высоких энергий. Как видно из (1), для повышения энергии необходимо увеличивать магн. жесткость ($B(z)R(z)$). Обычные железные магниты не позволяют достичь величин индукций, существенно превосходящих 2 Тл; поэтому в С. п. на сверхвысокие энергии используются сверхпроводящие магниты, индукция к-рых может достигать 6—8 Тл. Радиус С. п. также возрастает: предполагается, что в проектируемой в США установке SSC ср. радиус $\langle R \rangle$ будет равен 13,8 км. В связи с увеличением размеров установок становится С. п. также растёт, однако не очень быстро, т. к. размеры вакуумной камеры (и, следовательно, апертура магнитов) при этом, как правило, несколько сокращаются. Уменьшить размеры вакуумной камеры можно, сокращая размеры инжектируемого пучка (при инжекции из бустера этому способствует уменьшение размеров пучка, происходящее при его ускорении $\sim p^{-1/2}$). Среди др. применяемых мер укажем на совершенствование методов коррекции возмущений магн. поля, улучшение вакуума и связанное с этим уменьшение рассеяния на остаточном газе.

Ср. интенсивность С. п. (число ускоренных протонов в с) определяется ф-лой:

$$I = N/T,$$

где N — число частиц, ускоренных за рабочий цикл, T — длительность этого цикла.

Величина N определяется числом инжектиров. частиц и потерями во время ускорения. В совр. С. п. N ,

как правило, приближается к предельному значению, определяемому коллективными эффектами: допустимым сдвигом частоты поперечных колебаний, коллективными неустойчивостями и т. д. Длительность цикла ускорения зависит гл. обр. от скорости роста магн. поля в поворотных магнитах и меняется в очень широких пределах: от 0,05 с у быстрых бустеров до 100—150 с у С. п. на сверхвысокие энергии.

Осн. параметры нек-рых из действующих С. п. сведены в табл. Последний из этих С. п. — тэватрон — объединяет в себе функции ускорителя и ионационного кольца со встречными p — р пучками. Тэватрон — первый из С. п. со сверхпроводящими магнитами на энергию, измеряемую многими сотнями ГэВ. Наиб. крупные проектируемые установки: LHC — большой адронный столкновитель (СЕРН, Женева, 2 × 8 ТэВ) и SSC — сверхпроводящий суперстолкновитель (США, Техас, 2 × 20 ТэВ). Эти установки также объединяют в себе ф-ции С. п. и столкновителя. Намеченное время сооружения — 1996 и 1998 гг. соответственно.

Лит.: Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, т. 1—3, М., 1981—83; Catalogue of high energy accelerators, Tsukuba, 1989. И. Р. Зенкевич,

СИХРОТРОН ЭЛЕКТРОННЫЙ — кольцевой резонансный ускоритель электронов (позитронов) на энергии от неск. МэВ до десятков ГэВ, в к-ром частота ускоряющего электрич. поля не меняется, ведущее магн. поле увеличивается во времени и равновесная орбита не меняется в процессе ускорит. цикла. Обычно электроны уже при инжекции являются ультрарелятивистскими; если же ускорение начинается с энергии ≤ 5 —7 МэВ, то в начале ускорит. цикла применяется бетатронный режим ускорения (см. *Бетатрон*).

Траектории ускоряемых в синхротроне электронов (позитронов) заполняют кольцевую область в вакуумной камере ускорителя. Обращаясь в ней, частицы многократно возвращаются к одним и тем же ускоряющим промежуткам, на к-рые подано переменное напряжение с частотой, в целое число раз q ($q \geq 1$) превосходящей частоту обращения частиц по т. и. равновесной орбите. Число q наз. кратностью ускорения. При каждом прохождении через промежуток фаза идеальной (равновесной) частицы остаётся неизменной, но фаза реальных частиц немного изменяется, колеблется около равновесного (синхротронного) значения. При ускорении пучок частиц развивается на ступки — б-я ч и, заполняющие нек-рую область около синхронных значений фазы. Макс. число ступок на орбите равно q .

Траектория частиц в С. з. изгибается с помощью дипольных магнитов, создающих ведущее (поворотное) магн. поле. Для фокусировки частиц в совр. С. з.

Основные параметры некоторых действующих протонных синхротронов

Место размещения и название	СССР, Серпухов, ИФВЭ	Япония, КЕК	Швейцария, СРС (SPS)	США, тэватрон
Время начала строительства, год	1961	1971	1970	1979
Первый пучок (фактически или по плану), год	1967	1976	1976	1983
Энергия, ГэВ	76	12	450	800
Частота обращения, цикл/с	0,4	0,4	0,4	1/80
Интенсивность пучка, сист./цикл	$1,7 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$	$3,8 \cdot 10^{10}$	2000
Диаметр кольца, м	236,3	108	2200	ФОДО
Структура периода фокусирующей системы	ФОДО	ФОДО	ФОДО	ФОДО
Бетатронная частота	9,85 9,8	7,11 7,22	25,6 26,8	18,42 18,41
Число магнитов	120	48	744	744
Магн. индукция (при инжекции, Тл)	0,038	0,15	0,083	0,66
Ср. мощность питания магн. системы, МВт	1,2	1,35	5,025	4,4
Число резонаторов	40	4	4	8
Кратность гармоник	30	9	4620	1113
Диапазон изменения частоты, МГц	5,5—6,1	6,03—7,93	199,4—200,4	53,1
Ср. мощность ВЭ-системы, МВт	170 × 115	145 × 50	150 × 150	75 × 75
Апертура вакуумной камеры, мм	3—4 · 10 ⁻⁷	1 · 10 ⁻⁷	10 ⁻¹⁰	10 ⁻¹⁰

рением частиц, появляемся при искривлении их траекторий в магн. поле. Аналогичное излучение релятивистских частиц, движущихся по круговым или спиральным траекториям, наз. циклотронными и излучением; оно происходит на осн. гиромагн. частоте и её первых гармониках. С увеличением скорости частицы роль высоких гармоник возрастает; при приближении к релятивистскому пределу излучение в области наиб. интенсивных высоких гармоник обладает практически непрерывным спектром и сосредоточено в направлении мгновенной скорости частицы в узком конусе с углом раствора $\varphi \approx mc^2/\epsilon$, где m — масса покоя, ϵ — энергия частицы.

Полная мощность излучения частицы с энергией $\epsilon \gg mc^2$ равна

$$-\frac{d\epsilon}{dt} \approx \frac{2\pi^2}{3mc^2} H_1^2 \epsilon^2 = 0,98 \cdot 10^{-9} H_1^2 \left(\frac{\epsilon}{mc^2}\right)^2 \text{ (эВ/с)},$$

где e — заряд частицы, H_1 — составляющая магн. поля, перпендикулярная её скорости. Т. к. излучаемая мощность сильно зависит от массы частицы, С. и. наиб. существенно для лёгких частиц — электронов и позитронов. Спектральное (по частоте ν) распределение излучаемой мощности определяется выражением

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^2 H_1}{mc^2} \cdot \frac{\nu}{v_0} \int_{\nu/v_0}^{\infty} K_2(\eta) d\eta,$$

где $v_0 = (3eH_1/4\pi mc)(\epsilon/mc^2)^2$, а $K_2(\eta)$ — цилиндрич. ф-ция второго рода мнимого аргумента. Характерная частота, на к-рую приходится максимум в спектре излучения частицы:

$$\nu[\Gamma] \approx 0,29v_0 = 1,8 \cdot 10^{18} H_1 \epsilon^2 [\text{эВ}],$$

Излучение отд. частицы в общем случае эллиптически поляризовано, причём большая ось эллипса поляризации расположена перпендикулярно видовой проекции магн. поля. Степень эллиптичности и направление вращения вектора напряжённости электр. поля зависят от направления наблюдения по отношению к конусу, описываемому вектором скорости частицы вокруг направления магн. поля. Для направлений наблюдения, лежащих на этом конусе, поляризация излучения линейная.

Первые С. и. предсказано А. Шоттом (А. Schott, 1912) и наблюдалось в циклич. ускорителях электронов (в синхротроне, поэтому и получило назв. С. и.). Потери энергии на С. и., а также связанные с С. и. квантовые эффекты в движении частиц необходимо учитывать при конструировании циклич. ускорителей электронов высокой энергии. С. и. циклич. ускорителей электронов используется для получения ионизирующих лучков поляризов. эл.-магн. излучения в УФ-области спектра и в области «мягкого» рентг. излучения; пучки рентг. С. и. применяются в рентгеновском структурном анализе, рентг. спектроскопии и др.

Большой интерес представляет С. и. космич. объектов, в частности тепловых радиониф Галактики, тепловое радио- и оптич. излучение дискретных источников (сверхновых звёзд, пульсаров, квазаров, радиогалактик). Синхротронная природа этих излучений подтверждается особенностями их спектра и поляризации. Релятивистские электроны, входящие в состав космич. лучей, в космич. магн. полях дают синхротронную составляющую космич. излучения в радио-, оптич. и рентг. диапазонах. Измерения спектральной интенсивности и поляризации космич. С. и. позволяют получить информацию о концентрации и энергетич. спектре релятивистских электронов, величине и направлении магн. полей в удалённых частях Вселенной.

Лит.: Соловьев А. А., Теряев И. М. Релятивистский электрон. М., 1974; Кудряшов В. Н., Свирицкий А. Н., Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы, «УФН», 1977, т. 122, в. 3; Синхротронное излучение. Свойства и применения, пер. с англ., М., 1981.

СИНХРОТРОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания энергии и фазы (импульса и фазы, координаты и фазы) ускоренных частиц при резонансном ускорении в линейных и циклич. ускорителях; в теории циклич. ускорителей наз. также *радиально-фазовыми колебаниями* (под фазой здесь понимается фаза, к-рую имеет ускоряющее ВЧ-поле в момент прихода частиц в ускоряющий промежуток). На С. к. впервые обратили внимание В. И. Векслер и Э. Мак-Миллан (Е. McMillan), сформулировавшие принцип *автофазировки* — наличия устойчивого (равновесного) значения фазы при любом стабильном режиме резонансного ускорения в кольцевых ускорителях.

На плоскости ϵ, φ (энергия, фаза) среди обширных областей неустойчивого движения выделяются ограниченные сепаратрисами островки устойчивости, расположенные вокруг равновесных значений ϵ_r и φ_r этих величин (индекс r указывает на равновесные значения энергии, импульса, скорости и фазы). Энергия и импульс частиц при ускорении возрастают; поэтому ϵ_r и φ_r являются ф-циями времени. Равновесная фаза φ_r в зависимости от режима ускорения может либо изменяться, либо оставаться неизменной. Подобные области устойчивости образуются на плоскостях r, φ и r, θ .

В *линейных ускорителях* об устойчивости фазового движения приходится специально заботиться, т. к. одновременно стабильность поперечного (бетатронного) и продольного (синхротронного) движения частиц возникает не при всех ускорит. структурах.

В кольцевых ускорителях характер фазового движения существенно зависит от величин

$$\alpha_p = 1/\eta^2 - \alpha, \quad (1)$$

где $\eta = \epsilon/mc^2$ — лоренц-фактор частицы (ϵ — полная энергия частицы, включающая энергию покоя mc^2), $\alpha = d(\ln\Pi/d\ln p)$ — коэф. расширения орбит (Π — периметр орбиты). В ускорителях с $\alpha > 1$ устойчивость С. к. имеет место при любых энергиях. К числу таких ускорителей относятся все ускорители со слабой фокусировкой (см. *Фокусировка частиц в ускорителе*). В ускорителях с сильной фокусировкой коэф. расширения орбит чаще всего оказывается равным небольшой положительн. величине (при обычных структурах магн. системы $\alpha \approx 1/Q^2$, где Q — число бетатронных колебаний на оборот). При увеличении энергии α_p обращается в нуль, а затем меняет знак. Энергия частиц, при к-рой α_p обращается в нуль, в отеч. литературе наз.

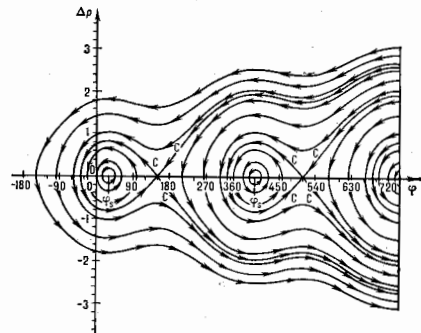


Рис. 1. Синхротронное движение до критической энергии для $\varphi_r = 30^\circ$. Отклонения по импульсу Δp изображены в произвольном масштабе (С — сепаратрисы).

критической, в английской — переходной энергией (transition energy).

Характер С. к. до и после критич. энергии показаны рис. 1 и 2. На графиках чётко выделяются замкнутые фазовые траектории в области устойчивого движения.

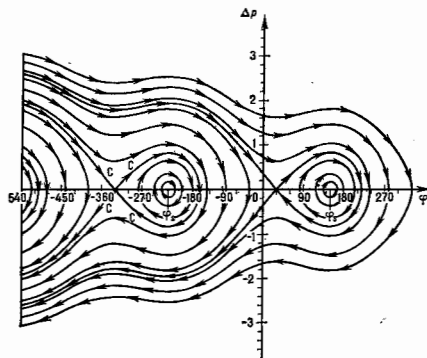


Рис. 2. Синхронное движение после критической энергии, $\varphi_c = 150^\circ$.

Синхронная фаза и синхронные значения энергии, импульса и скорости u_0 определяются темпом ускорения частиц и амплитудой ускоряющего напряжения. Частицы сохраняют своё радиальное положение в кольцевых ускорителях, если выполняется соотношение

$$rc = eBR, \quad (2)$$

где B — магн. индукция поля, R — радиус кривизны траектории, e — заряд частицы. Темп возрастания $H(t)$ при постоянном R задаёт необходимую скорость увеличения импульса, а следовательно, и энергии. С др. стороны, прирост энергии за оборот равен $eV \sin \varphi$, где V — суммарное напряжение ускоряющих станций. Т. о. при заданном V определяется значение $\sin \varphi$, и, следовательно, два стационарных значения фазы: φ_0 и $\pi - \varphi_0$. Одно из них всегда оказывается устойчивым, другое — неустойчивым. В критич. точке устойчивое и неустойчивое значения фазы меняются местами.

С. к. нелинейны. Их принято характеризовать энергией. (или импульсной) шириной сепаратрисы и частотой малых С. к. ω_c :

$$\omega_c = \omega_0 \sqrt{q e V \omega_p \cos \varphi_0 / 2\pi p v_0}, \quad (3)$$

ω_0 — частота обращения частиц, q — кратность частоты ускорения — целое число, равное отношению ускоряющей частоты к частоте обращения.

При критич. энергии частота С. к. обращается в нуль и движение частиц испытывает ряд особенностей: они собираются в узкие струйки и приобретают большой разброс по энергии. В этой точке фаза ускоряющего напряжения должна быть изменена на φ_0 на $\pi - \varphi_0$. Вдали от критич. точки амплитуда колебаний частиц по фазе уменьшается как $e^{-1/4}$.

Лит. см. при ст. *Синхротрон электронами*.

Л. Л. Гольдман, Д. В. Пестриков.

СИНХРОФАЗОТРОН — выходящее из употребления название протонного синхротрона со слабой фокусировкой (см. *Синхротрон протонный*).

СИНХРОЦИКЛОТРОН — то же, что *фазотрон*.

СИРЕНА — механич. устройство для создания мощных акустич. колебаний, действие к-рых основано на прерывающемся высокоскоростном струй, вытекающих через отверстия. По типу рабочего тела, используемого в С., выделяют С. газовые (воздушные) и жидкостные, по принципу работы — роторные (вращающиеся) и пульсирующие, по характеру создаваемого ими акустич. сигнала — тональные и широкополосные. В роторных С. струя прерывается в результате вращения ротора (с помощью электромотора или газовой турбины) относительно статора, при к-ром отверстия ротора то совмещаются с отверстиями статора, то перекрываются. В пульсирующих С. колеблющаяся заслонка с отверстиями приводится в возвратно-поступат. движение электромеханч. преобразователем, питаемым от звукового генератора.

Для получения тонального акустич. сигнала отверстия в роторе и статоре должны иметь одинаковые размеры и располагаться на равных расстояниях друг от друга. В широкополосных С. отверстия выполняются разных форм и размеров и располагаются по ротору и статору неравномерно; иногда применяются неск. роторов, расположенных друг за другом и вращающихся с разными скоростями. Тональные воздушные С. используются в осн. как акустич. излучатели для сигнализации, жидкостные — для интенсификации реакт. процессов путём ускорения теплообмена за счёт закомперированных пульсаций среды и возникновения в ней кавитации. Широкополосные С. служат гл. обр. для шумовых испытаний оборудования на долговечность. Осн. частота тональной С. определяется числом прерываний струи в 1 с и, следовательно, пропорциональна числу отверстий в роторе или статоре к числу оборотов ротора за 1 с. Частотный диапазон применяемых на практике С. составляет от 200—300 Гц до 100 кГц.

Ротор и статор жидкостных С. обычно выполняют в виде полых цилиндров или конусов, газowych — в виде дисков (осевые С.) или цилиндров (радиальные С.). Кнд С. зависит от формы используемых отверстий, а также от зазора между ротором и статором; у лучших образцов он достигает 50—60% при калучаемой мощности в неск. кВт.

Ю. А. Борисов.

СИСАМ (спектрометр интерференционный с селективной амплитудной модуляцией) — спектральный прибор, построенный на основе двухлучевого *интерферометра Майкельсона*, в к-ром концы зеркала замещены синхронно поворачивающимися дифракц. решётками и введён модулятор по оптич. разности хода. См. *Спектральные приборы*.

СИСТЕМА ЕДИНИЦ физических величин — совокупность основных и производных единиц нек-рой системы физ. величин, образованная в соответствии с принятыми принципами построения этой системы. С. е. строится на основе физ. теорий, отражающих существующую в природе взаимосвязь физ. величин. С целью выбора единиц системы подбирается такая последовательность физ. соотношений, в к-рой каждая следующая содержит только одну новую физ. величину. Это позволяет определить единицу физ. величины через совокупность ранее уже введенных единиц, в конечном счёте — через основные (независимые) единицы системы (см. *Единицы физических величин*). Связь производных единиц системы выражается ф-лами размерности. Обычно в качестве основных выбирают единицы, к-рые могут быть воспроизведены эталонами или эталонными установками, с наивысшей для существующего уровня развития науки и техники точностью.

В первых С. е. в качестве основных были выбраны единицы длины и массы (напр., в Великобритании фут и англ. фунт, в России — аршин и рус. фунт). Неудобство, вызываемое различием и сложностью национальных С. е., привели к разработке метрич. системы мер (18 в., Франция) и к созданию на её основе международн. унификации единиц длины (метр) и массы (килограмм).

В сер. 19 в. К. Ф. Гаусс (С. F. Gauß) и В. Вебер (W. Weber) предложили С. е. для электр. и магн. величин (абсолютная, или *Гауссова система единиц*). В качестве осн. единиц в ней приняты миллиметр, миллиграмм и секунда; производные единицы образовывались по ур-ниям связи между величинами в простейшем их виде, т. е. с числовыми коэф., равными единице (такие С. е. позднее получили назв. *когерентных*). Во 2-й пол. 19 в. Британская ассоциация по развитию наук приняла две С. е. с осн. единицами сантиметр, грамм, секунда: электростатическую (СГСЭ) и электромагнитную (СГСМ) (см. *СГС система единиц*). Затем были приняты техническая С. е. (или МКГСС С. е.) с осн. единицами метр, килограмм-сила, секунда и МТС С. е. с осн. единицами метр, тонна, секунда. В 1901 Дж. Джорджи (G. Giorgi) предложил С. е. с осн. единицами метр, килограмм, секунда и одной электр. единицей (кулон). Эта С. е. была положена в основу *Международной системы единиц* (СИ), принятой в 1980 на 11-й Генеральной конференции по мерам и весам. В СИ приняты 7 осн. единиц — метр, килограмм, секунда, ампер, кельвин, кандела, моль. На СИ перешли все страны, она позволила унифицировать и упростить систему измерений в науке и технике.

Наряду с практич. С. е. в физике применяются системы, в основу к-рых положены *фундаментальные физические константы*.

Лит.: Бурдуи Г. Л., Единицы физических величин, 4 изд., М., 1967; его же, Справочник по Международной системе единиц, 3 изд., М., 1980; Стоцкий Л. Р., Физические величины и их единицы, М., 1984; Сене Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 3 изд., М., 1989.

СИСТЕМА ОТСЧЕТА — совокупность системы координат в часов, связанных с телом, по отношению к-рому изучается движение (или равновесие) к-л. др. материальных точек или тел. О способах задания движения точки или тела по отношению к выбранной С. о. и об определении кинематич. характеристик этого движения см. в ст. *Кинематика*. Выбор С. о. зависит от целей исследования и, вообще говоря, произволен. При кинематич. исследованиях все С. о. равноправны. В задачах динамики также могут использоваться любые произвольно движущиеся С. о. Однако по многих случаях преимущество роль играют *инерциальные системы отсчета*, по отношению к к-рым дифференц. ур-ния движения имеют обычно более простой вид. Иногда, напр. при исследовании процессов в к-л. среде, удобно выбрать С. о., движущуюся вместе со средой. Такая С. о. наз. *сопутствующей*.

СИСТЕМА С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ (распределенная система) — система пространственные масштабы движения в к-рой соразмерны с пространственными масштабами измененная физ. параметр. Термин «С. с р. п.» возник при становлении проводной телеграфии для характеристик длины провода как системы, в к-рой длина эл.-магн. волны сравнима с длиной самой системы (линии). Для описания процессов в таких линиях, по аналогии с *системами с сосредоточенными параметрами* (элементами), оказалось удобным введение распределенных элементов — погонной ёмкости, индуктивности и проводимости. Термин «С. с р. п.» используется в более широком смысле, в частности применительно к системам с волновыми движениями реал. физ. природы.

Понятие С. с р. п. не абсолютно, одни и те же системы по отношению к разным движениям могут выступать как С. с р. п. и как системы с сосредоточенными параметрами. Напр., колебания пружины на сравнительно низких частотах могут быть с достаточной точностью представлены как движение в системе с сосредоточенными параметрами, когда все звенья пружины ведут себя идентично. С ростом частоты колебаний пружина перестает сжиматься и растягиваться как единое целое — по ней побегут волны с пространственными масштабами (длинной волны λ), соразмерными или даже много меньшими длин пружины, и пружина начнет вести

себя как система с распределенной массой и упругостью. Др. примером может служить плоский (для простоты) конденсатор сзором d и площадью пластин S . В квазистатич. эл.-магн. полях ($\lambda \gg d, \sqrt{S}$) — это система с сосредоточенными параметрами, характеризуемая по отношению к внеш. цепи одним параметром — ёмкостью. При этом структура электр. поля внутри конденсатора почти однородна (идеально от краев пластин) и не зависит от λ . При $\sqrt{S} \lesssim \lambda \lesssim d$ оказывается возможным распространение modes пластин эл.-магн. волн, т. е. конденсатор превращается в «длинную» полосу-линию (см. *Линии передачи*) с распределенными параметрами: погонными ёмкостью, индуктивностью и проводимостью. Наконец, при $\sqrt{S} \ll d$ это уже квазиоптический *открытый резонатор* типа резонатора Фабри — Перо.

В линейных консервативных С. с р. п., где потери энергии (в т. ч. и на излучение) и притоки её извне отсутствуют, произвольное движение сводится к бесконечному, но счётному множеству нормальных колебаний, каждое из к-рых можно интерпретировать как состояние нек-рой системы с сосредоточенными параметрами (а том смысле, что нормальное колебание, как и эта система, описывается с помощью обыкновенных дифференц. ур-ний). В неконсервативных и нелинейных С. с р. п. такое двойственное описание, вообще говоря, невозможно. Подробнее см. в ст. *Колебания, Волны, Автоколебания, Нормальные колебания, Моды*.

Лит.: Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике. [пер. с англ.], 3 изд., т. 1—4, М., 1977; Мандельштам Л. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972; Козловский А. А., Миллер.

СИСТЕМА С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ (дискретная система) — система, движение к-рой может быть описано как движение конечного числа точечных объектов (строго сосредоточенные параметры) или протяженных объектов с жестко фиксированной внутр. структурой (параметры, сводимые к сосредоточенным). Напр., тело, подвешенное на нити (маятник), относится к С. с р. п., если его можно считать точечным, а нить — нерастяжимой и невесомой; колебат. контур, состоящий из индуктивности L , ёмкости C и сопротивления R , является С. с р. п., когда размеры всех его элементов значительно меньше длины эл.-магн. волны и структуру полей в элементах L , C и R можно идеализировать как жестко фиксированную.

Описание движения С. с р. п. обычно основывается на ур-ниях, связывающих обобщенные координаты и обобщенные импульсы (в т. ч. поля, токи, напряжения) входящих в неё объектов. Порядок этих ур-ний определяется числом степеней свободы С. с р. п. Так, плоское движение маятника в поле тяжести с п.ч. измененной тока в L , C , R -контуре описывается дифференц. ур-ниями 2-го порядка и соответствует С. с р. п. с одной степенью свободы. Ур-ния движения консервативных (сохраняющих энергию) С. с р. п. имеют вид получаемых на вариац. принципе (см. *Наименьшее действие принцип*). При этом выделяют три осн. типа эквивалентных описаний движения С. с р. п.: через Лагранжана ф-цию, содержащую обобщенные координаты и скорости, через Гамильтонана ф-цию, содержащую обобщенные импульсы и координаты, и через ф-цию действия (см. *Гамильтонана — Якоби уравнение*), выраженную через обобщенные координаты и их производные. В первых двух случаях в ур-ния входят полные производные по времени, в последнем случае — частные производные.

Лит.: А и пр о в а. А., В и т т. А. А., Х а в и н с. В., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Д а н д а у. Д. Д., Л и ф ш и ц. Е. М., Механика, 4 изд., М., 1988; М а н д е л ь с т а м Л. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972.

М. А. Миллер.

СКАЛЯРНАЯ ЧАСТИЦА — элементарная частица, характеризующаяся нулевым спином и положительной внутренней чётностью. В квантовой теории поля С. ч. являются квантами скалярного поля. Примеры С. ч. — f_0 - и a_0 -мезоны, а также гипотетический *Хиггса бозон*.

СКАЛЯРНОЕ ПОЛЕ — поле физической, к-рое описывается ф-цией координат пространственно-времени $x = (x, t)$, не меняющейся при поворотах системы координат. Свободные (невозмущающие) поля подчиняются *Клейна — Гордона уравнению*

$$(\square + m^2)\varphi(x) = 0, \quad (*)$$

где $\square = D^2$ *Алампера оператор*, а параметр m наз. массой (ур-ние записано в системе $\hbar = c = 1$). Общее решение (*) имеет вид суперпозиции плоских волн с волновым вектором k и частотой $k_0 = \sqrt{k^2 + m^2}$ (нулевой компонентой 4-вектора k):

$$\varphi(x) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{-3/2} \int \frac{d^4k}{\sqrt{2k_0}} [a^+(k)e^{ikx} + a^-(k)e^{-ikx}].$$

В *квантовой теории поля* ф-ции $a^\pm(k)$ представляют собой операторы рождения и уничтожения свободных скалярных частиц с импульсом k , массой m и нулевым спином, являющихся квантами С. п. Для взаимодействующего С. п. в правой части ур-ния (*) стоит выражение, нелинейно зависящее от самого поля $\varphi(x)$ (случай самодействия), напр.: $g\varphi^2(x)$, где g — константа взаимодействия) или от др. физ. полей. По поведению относительно пространственной инверсии С. п. делат на собственно скалярные $[\varphi(-x) = \varphi(x)]$ и псевдоскалярные $[\varphi(-x) = -\varphi(x)]$. Отвечающие им элементарные частицы имеют соответственно положительную и отрицательную внутреннюю чётность и наз. скалярными частицами и псевдоскалярными частицами (напр., π, K, η, η').

А. В. Ефремов.

СКАЛЯРНОЕ ПРОИЗВЕДЕНИЕ — отображение, сопоставляющее каждой паре e_1, e_2 векторов к-л. векторного пространства L нек-рое число (e_1, e_2) , причём выполняются след. условия: а) $(e_1, e_1) = (e_1, e_2)^*$ (* означает комплексное сопряжение); б) $(e_1, \lambda e_1' + \lambda' e_2') = \lambda(e_1, e_1') + \lambda'(e_1, e_2')$; в) $(e, e) \geq 0, (e, e) = 0$ лишь при $e = 0$. Из этих аксиом следует неравенство Коши — Буняковского — Шварца

$$|(e_1, e_2)| \leq \sqrt{(e_1, e_1)(e_2, e_2)}$$

и антилинейность С. п. по первому аргументу, т. е.

$$(\lambda e_1' + \lambda' e_2', e_2) = \lambda^* (e_1', e_2) + \lambda'^* (e_2', e_2).$$

С.п. порождает в L и орму, т. е. операцию, сопоставляющую каждому вектору e вещественное неотрицательное число $\|e\|$, к-рое служит обобщением понятия длины вектора $e, \|e\| = \sqrt{(e, e)}$. Т. о., пространство L оказывается нормированным n -м. Нормы задаёт топологию пространства L , т. е. определяет в нём понятие близости: последовательность $e_1, e_2, \dots, e_n, \dots$ векторов считается сходящейся к вектору e , если $\|e_n - e\| \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$. Пространство L наз. п. о. л. n -м, если любая последовательность векторов e_1, \dots, e_n, \dots (такая, что $\|e_n - e_m\| \rightarrow 0$ при $n, m \rightarrow \infty$) имеет предел e , являющийся вектором того же L . Если $(e_1, e_2) = 0$, то векторы e_1 и e_2 наз. ортогональными n -м. Если $\|e\| = 1$, то вектор наз. нормированным. Совокупность e_1, e_2, \dots, e_n наз. ортонормированной системой векторов, если она состоит из нормированных, попарно ортогональных векторов.

Конечномерное пространство L , снабжённое С. п., наз. *евклидовым пространством*. Если L является бесконечномерным и полным, то оно наз. *гильбертовым пространством*. С. п. (e_1, e_2) где вектор e_1 фиксирован, а вектор e рассматривается как переменная, определяет члусловую ф-цию $f(e) = (e_1, e)$ на гильбертовом пространстве. Эта ф-ция линейно зависит от e и обладает свойством непрерывности (если $e \rightarrow e_0$, то $f(e) \rightarrow f(e_0)$), её называют *линейным функционалом*.

В гильбертовом пространстве всякой линейной функционал $f(e)$ порождается С. п., т. е. всегда найдётся такой вектор e_1 , что $f(e) = (e_1, e)$.

Лит.: Дирак П. А. М., *Принципы квантовой механики*, пер. с англ., 2 изд., М., 1978; Кострикин А. И., Матрица Ю. И., *Линейная алгебра и геометрия*, 2 изд., М., 1966. О. И. Зильберс.

СКАЛЯРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ — скалярная ф-ция, описывающая безвихревые (потенциальные) векторные поля. В общем случае n -мерного пространства эта ф-ция л переменных (координат). В трёхмерном пространстве безвихревыми (потенциальными) являются векторные поля $a(r)$, удовлетворяющие условию $\nabla \times a(r) = 0$; они могут быть представлены в виде $a(r) = -\nabla\varphi(r)$. Величина $\varphi(r)$, определяемая полем $a(r)$ с точностью до произвольной постоянной, наз. С. п. векторного поля $a(r)$.

Первые С. п. был введён как потенциал ньютоновского поля тяготения распределённой гравитирующей массы, затем стал применяться как потенциал обобщённой силы а лагранжевой механике. В связи с этим для характеристики любых физ. полей часто используют понятия, заимствованные из механики, такие, как потенц. рельеф, потенц. яма, потенц. барьер и т. п.

Особую роль С. п. играет в теории эл.-магн. поля, где вместе с *векторным потенциалом* он позволяет получить полное описание эл.-магн. поля. В одномерном случае статических эл.-магн. полей С. п. используется независимо от векторного потенциала. Так, электростатич. поле $E(r)$ является потенциалным ($\nabla \times E = 0$) и описывается электростатическим С. п. $\varphi(r)$: $E = -\nabla\varphi$. В среде с заданным распределением *диэлектрической проницаемости* $\epsilon(r)$ электрич. С. п. удовлетворяет ур-нию $\nabla(\epsilon\nabla\varphi) = -4\pi\rho$, где ρ — объёмная плотность сторонних электрич. зарядов. В однородных средах $\epsilon(r) = \text{const}$ это ур-ние сводится к *Пуассона уравнению*, а в областях, свободных от зарядов ($\rho = 0$), — к *Лапласа уравнению*. Решения ур-ний для С. п. существенно зависят от распределения сторонних и связанных электрич. зарядов, а также от граничных условий. Выбирая распределение $\varphi(r)$, можно получать любые распределения С. п. $\varphi(r)$ — любые потенц. рельефы. В областях пространства, свободных от источников поля, распределение С. п. не может иметь абс. минимум или максимум (см. *Ирншоу теорема*). Для нек-рых сферических симметричных распределений С. п. существуют собственные имена; так, С. п. вида $1/r$ наз. кулоновским потенциалом, С. п. вида $(1/r)\exp(-r/a)$, где $a = \text{const}$, наз. добавским потенциалом (иногда потенциалом Дебая — Хюккеля).

В областях пространства, где отсутствуют сторонние электрич. токи, статич. магн. поле $H(r)$ также является потенциалным ($\nabla \times H = 0$) и может быть описано при помощи магн. С. п.: $H = -\nabla\varphi^M$. Особенно удобно использовать магн. С. п. при расчётах магн. полей, создаваемых постоянными магнитами; С. п. при этом подчиняется ур-нию Пуассона

$$\Delta\varphi^M = 4\pi I \cdot M,$$

где M — заданная сторонаняя намагниченность. Использование этого ур-ния для φ^M эквивалентно введению эфф. «магн. зарядов» с объёмной плотностью $\rho^M = -\nabla \cdot M$.

Лит.: см. при ст. *Максвелла уравнения*.

СКАМЬЯ ОПТИЧЕСКАЯ — М. А. Миллер, Е. В. Свистов, СКАНДИЙ (Scandium), Sc, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 21, ат. масса 44,95591, редкоземельный элемент. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{45}Sc . Конфигурация внеш. электронных оболочек $3d^2 4s^2 4p^6$. Энергия последоват. ионизации 6,562; 12,80; 24,75; 74,2; 93,9 эВ соответственно. Радиус атома 0,164 нм, радиус иона Sc^{3+} 0,083 нм. Значение электроотрицательности 1,20.

В свободном виде мягкий серебристый металл с жёлтым оттенком, в интервале темп-р от комнатной до

1336 °C устойчив α -Sc с гексагональной решёткой, параметры k -рой $a = 0,33080$ и $c = 0,52653$ нм; при темп-рах от 1336 °C до $T_{пл} = 1541$ °C существует β -Sc с объёмноцентриров. кубич. решёткой, параметр k -рой $a = 0,4541$ нм. Плотность α -Sc 3,020 кг/дм³, $k_{пл} = 2850$ °C, теплоёмкость $c_p = 25,5$ Дж/(моль·K), теплота плавления 14,1 кДж/моль, теплота испарения 15,5 кДж/моль. Темп-ра Дебая 231 К. Уд. электрич. сопротивление 0,64 мкОм·м (при 20 °C), термич. коэф. электрич. сопротивления 2,463 · 10⁻³ K⁻¹ (при 25—100 °C). Слабый парамагнетик, магн. восприимчивость α -Sc 0,177 · 10⁻⁸ Термич. коэф. линейного расширения 1,14 · 10⁻⁴ K⁻¹ (при 400 °C). Теплопроводность 15,5 Вт/(м·K) (при 18 °C). Твёрдость по Бринеллю С. чистотой 99% 750—1000 МПа, модуль нормальной упругости при растяжении отожжённого С. чистотой 99,1% 77 ГПа, модуль сдвига 31,9 ГПа. Химически активен, особенно при повыш. темп-рах. В соединениях проявляет степени окисления +3 и +2 (реже).

С. применяется как компонент лёгких коррозионноустойчивых сплавов, как нейтронный фильтр в ядерной физике. Оксид Sc₂O₃ используют при изготовлении скандиевого феррита для элементов памяти ЭВМ. Как радиоакт. индикатор применяют ⁴⁶Sc (β -распад, $T_{1/2} = 783,783$ сут), его используют также в медицине.

С. С. Вербонов.

СКАНЕРЫ — устройства для управления направлением светового луча в пространстве на основе явления акустооптики, дифракции (см. *Акустооптика*); представляют собой НЧ-приборы ($f \leq 0,5$ МГц), осуществляющие равертку светового луча по синусоидальному закону.

СКАНИРОВАНИЕ в радиолокации — угловое перемещение *диаграммы направленности* (ДН) антенны, в случае остроуправленных систем — её луча. Наиб. простым (но надёжным) способом С. ДН является механич. изменение ориентации антенны, широко применяемое в радиолокац. и радионавигац. устройствах. Существуют, однако, и методы электрич. управления ДН, или С. Обычно их классифицируют по типу изменяемого параметра (амплитуда, фаза или частота) распределения токов на апертуре антенны. Особо выделяется частотное С., поскольку оно реализуется только для систем с достаточно сильной дисперсией ДН, т. е. зависимость её формы и ориентации от несущей частоты сигнала. В случае передаточных антенн (излучателей) в результате изменения амплитуд, фаз или частот должно осуществляться действит. перемещение направления излучения. Для приёмных антенн перемещение направления луча может быть следствием обработки принимаемого сигнала, напр. путём приёма только определ. образом сфазированных компонент сигнала в многоэлементных антеннах. Такого типа С. часто используется в пассивной локации и *радиоастрономии* (в частности, в системах *апертурного синтеза*). С. применяется в радионастроении при обзорах небесной сферы (при наблюдениях врезанных объектов для С. может использоваться также вращение Земли), в радиометеорологии при исследованиях пространственного распределения яркостной темп-ры для получения метеоданных (напр., о высотном профиле темп-ры, распределении водяного пара, скоростей ветра), в пассивной радиолокации для радиокартографирования поверхности Земли и планет, в радиолокации для обнаружения, идентификации и сопровождения разл. объектов. С. служит иногда и для улучшения характеристик приёмных систем: повышения чувствительности (модуляц. метод приёма с «качаем луча»), разрешения (напр., создание разностной ДН для точного определения т. н. равнонаправленного направления), помехозащищённости (напр., компенсация, исключение влияния распределённого радиоизлучения).

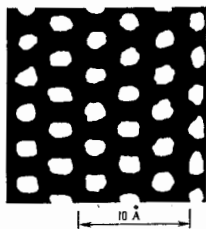
Лит. см. при ст. *Антенна, Апертурный синтез*.

СКАНИРУЮЩИЙ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОП — прибор для изучения поверхностей твёрдых

тел с разрешающей способностью порядка межатомных расстояний, оснований на сканировании исследуемого участка образца $S(x, y)$ плоской пружиной, свободный конец k -рой (или укреплённое на её острие) удалён от поверхности образца на расстояние z в неск. А. Изобретён Г. Биннингем (G. Binnig), К. Ф. Куатом (C. F. Quate) и К. Гербером (C. Gerber) в 1986. При таких расстояниях сила взаимодействия между двумя ближайшими атомами, расположенными соответственно на кончике острия и на поверхности образца, составляет 10^{-7} — 10^{-9} Н. При жёсткости упругого элемента порядка 1 Н/м это приводит к измеримой деформации пружины. При сканировании цепь обратной связи поддерживает деформацию пружины (и тем самым силу взаимодействия), соответственно изменяя z . Связанная со сканированием запись сигнала обратной связи U_z представляет собой запись профиля поверхности пост. слой $F(x, y)$, т. е. фактически поверхности образца.

Т. к. силы взаимодействия между атомами острия и поверхности быстро спадают с расстоянием (для сил притяжения типа Ван-дер-Ваальса при взаимодействии двух атомов как z^{-7} , для сил отталкивания при потенциале Ленарда — Джонса как z^{-13} ; см. *Межатомное взаимодействие, Межмолекулярное взаимодействие*), то разрешающая способность С. а. с. м. может достигать 0,001 нм по x и 0,1 нм по z, y . Прибор может работать в вакууме и жидкости, значительно хуже — при обычных атм. условиях, когда поверхностные плёнки влаги приводят к слипанию кончика упругого элемента с поверхностью образца, к росту действующих между ними сил F на неск. порядков и к значит. гистерезису зависимости $F(z)$.

Устройство С. а. с. м. во многом аналогично устройству *сканирующего туннельного микроскопа*. Принципиальным отличием является то, что стабилизирующ



Изображение поверхности скола графита — плоскость (0001). Максимальные зазоры уровня от светлого к темному — 0,015 нм.

не ток между остриём и образцом, а деформация чувств. элемента. Для её измерения в первых С. а. с. м. использовалось измерение туннельного тока между тыльной (по отношению к образцу) стороной плоской пружины и подводящим к ней дополнит. электродом — остриём; применяются также оптич. методы, основанные на наблюдении интерференции или отклонения луча света, отражающегося от чувств. элемента.

С. а. с. м. можно преобразовать в прибор для зондирования магн. полей с субмикронным разрешением; при этом на кончике пружины закрепляется крупинка ферромагн. материала. Другие области применения те же, что и для сканирующей туннельной микроскопии. Преимущество С. а. с. м. — возможность изучения (с атомным разрешением) поверхности не только проводников, но и диэлектриков (рис.).

Лит. см. при ст. *Сканирующий туннельный микроскоп, В. С. Зельман*.

СКАНИРУЮЩИЙ ТУННЕЛЬНЫЙ МИКРОСКОП — прибор для изучения поверхности твёрдых электропроводящих тел, основанный на сканировании металлических острия над поверхностью образца на расстоянии

$z \approx 3-10 \text{ \AA}$. Такое расстояние достаточно мало для туннелирования электронов через контакт, т.е. для протекания туннельного тока $j \approx 1-10 \text{ нА}$ между острием и образцом, при разности потенциалов V между ними от единиц мВ до кВ. V (в зависимости от материалов электродов и щелей). При этом цепь обратной связи поддерживает значение j постоянным, соответственно изменяя z . Сканирующая со сканированием запись сигнала обратной связи V_2 (на двухкоординатном самописце — в виде кривых, на экране телевиз. трубки — в виде карты и т. п.) представляет собой увеличенную запись профиля поверхности постоянного туннельного тока $j(x, y)$. Она совпадает с геом. поверхностью образца $S(x, y)$, если высота потенц. барьера (работа выхода) электронов ϕ одинакова по всей поверхности S , поскольку $j = j_0 \exp(-A\phi^{1/2})$, где $A \approx 1 \text{ \AA}^{-1} (eV)^{1/2}$. В ином случае распределение $\phi(x, y)$ может быть получено путем модуляции расстояния на частоте, более высокой, чем скорость пропускания цепи обратной связи и измерения возникающей на этой частоте модуляции j , амплитуда к-рой пропорциональна $\phi^{1/2} = d\ln j/dz$. Т. о., в результате сканирования острия над участком исследуемой поверхности получатся одновременно её профиль $S(x, y)$ и распределение работы выхода $\phi(x, y)$.

С. т. м. изобретён Г. Биннингом и Г. Рорером в 1982 [1]. Увеличение его определяется отплением размеров записи надра (на бумаге или экране трубки) и размерам сканируемого участка поверхности, последние могут составить от единиц \AA до десятков мкм. Разрешающая способность микроскопа по x, y достигает $\sim 1 \text{ \AA}$, а по z порядка $0,01 \text{ \AA}$. Прибор может работать в вакууме, газе или жидкости, поскольку z имеет величину порядка межмолекулярных расстояний в жидкости. Выбор среды определяется конкретной задачей, прежде всего условиями подготовки и поддержания чистоты (или сохранности)

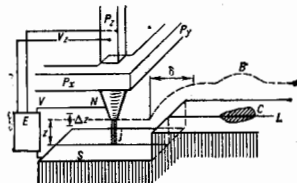


Рис. 1. Схема устройства туннельного микроскопа: V_x — напряжение обр. связи, регулирующее величину z ; P_x, P_y, P_z — пластины электродов, записываемая регистрирующей системой при движении острия над линией L ; B — стеклянная ванна с ступенькой; C — записывающая часть с повышенной работой выхода; Δz — модуляция z с целью определения работы выхода.

образца. Малая величина j и низкая энергия туннелирующих электронов исключают опасность повреждения образца током. Длительность записи одного кадра от $\sim 0,03$ с до 30 мин.

Схема устройства С. т. м. приведена на рис. 1. Пьезоэлектрич. пластины P_x, P_y, P_z свободными концами (вне рис. 1) закреплены на станине прибора и при приложении к ним электрич. напряжения двигают острие вдоль соответствующей координаты за счёт собств. деформации (пьезодвигатели). Устройства сближения образца и острия до малого расстояния, перекрываемого пьезодвигателем, осуществлены в разл. вариантах [2]. Блок-схема туннельного микроскопа приведена на рис. 2.

Атомная структура поверхности свежего скола монокристалла графита (долго остающегося чистым на воздухе) часто служит в качестве тест-объекта (рис. 3). Это фотография экрана телевиз. трубки, представляющая собой результат сканирования образца, при к-ром

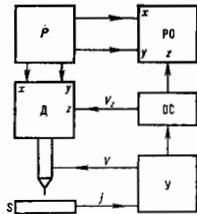


Рис. 2. Блок-схема туннельного микроскопа: У — усилитель туннельного тока; ОС — схема обратной связи; Д — пьезодвигатель острия; РО — устройство регистрации и обработки данных.

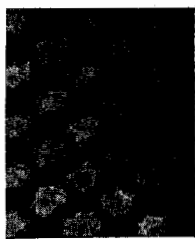


Рис. 3. Атомная структура ориентированной поверхности монокристаллического монокр. графита.

сигнал обратной связи V_2 модулирует яркость пятна, перемещающегося по надру. Светлые пятна — атомы С, выступающие над ср. плоскостью поверхности, тёмные места — углубления между ними.

Одно из первых исследований — изучение реконструктур. структуры поверхности (111) монокристалла Si; на рис. 4 границы элементарной ячейки (7×7) показаны ромбом, одна сторона к-рого лежит на ступеньке

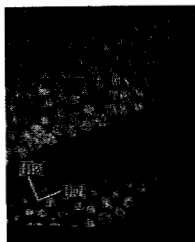


Рис. 4. Атомная структура реконструированной поверхности (111) монокристалла Si.

высотой в один слой атомов [3, 4]. При меньшей разрешающей способности ($\sim 10 \text{ \AA}$) можно изучать состояние поверхности образца на участках большего размера; на рис. 5 показан записанный на двухкоординатном самописце профиль обработанной поверхности (100) кристалла Si (применённого в МДП-структуре для исследования квантового Холла эффекта [5]).

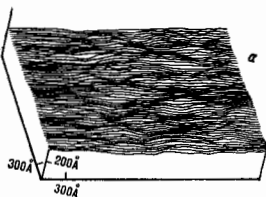


Рис. 5. Поверхность (100) монокристалла Si, обработанная по высшему классу точности.

Успех С. т. м. вызвал появление аналогичных методов исследования поверхностей посредством электрич., световых и др. датчиков. Среди них наиб. интересен сканирующий атомно-силовой микроскоп, основанный

на измерении сил, действующих на микроосцил. алмазное острие, находящиеся на расстоянии $\sim 3-110 \text{ \AA}$ от поверхности образца (к-рый может быть диэлектриком); острие укреплается на чувствит. пружине, деформации к-рой измеряются при помощи С. т. м. [2].

Наиб. важные области применения С. т. м.: исследование атомного строения поверхностей, металлических, сверхпроводящих и полупроводниковых структур, явлений адсорбции и поверхностных хим. процессов, структуры молекул и биол. объектов, технол. исследования в области микро- и субмикроволновой электроники, пленочных покрытий и обработки поверхностей; применение С. т. м. как инструмента обработки поверхностей в субмикроскопии, масштабе в т. д.

Лит.: 1) Виллинг Г., Роберт Н. Scanning tunneling microscopy. *Heiv. Phys. Acta*, 1982, т. 55, № 6, с. 728; 2) Эдельман В. С., Сканирующая туннельная микроскопия, «ПТЭ», 1989, № 5, с. 25; ето же, Развитие сканирующей туннельной и силовой микроскопии, «ПТЭ», 1991, № 1, с. 24; 3) Хаяи и И. М. С. и др., Сканирующие туннельные микроскопы, «ПТЭ», 1987, № 4, с. 231; 4) Веккер Р. С. и др., Tunneling images of atomic steps on the Si (111) 7×7 surface, *Phys. Rev. Lett.*, 1985, т. 55, № 19, p. 2028; 5) Хаяи и И. М. С. и др., Сканирующая туннельная микроскопия границы раздела Si-SiO₂ в МДП-структуре, «Письма в ЖЭТФ», 1982, т. 44, № 8, с. 193.

СКАЧКОБРАЗНЫЕ МАРКОВСКИЕ ПРОЦЕССЫ — класс марковских случайных процессов, у к-рых значения изменяются мгновенно (скачки) в отдельные (случайные) моменты времени. В наиб. простом случае, когда марковский процесс $\{x_t, t \in R^1\}$ может принимать лишь конечное или счетное число значений x_1, \dots, x_n, \dots для любого фиксиров. момента времени t_0 , условная вероятность того, что в момент времени $t_0 + \Delta t$ ($\Delta t > 0$) процесс примет значение x_{i+1} при условии, что его значение в момент времени t_0 совпадает с x_i ($= x_{i-1}$) (вероятность перескока из x_i в x_{i+1}), равна:

$$P\{x_{t_0+\Delta t} = x_{i+1} | x_{t_0} = x_i\} = q(y, x, t_0) \Delta t + o(\Delta t). \quad (1)$$

При этом усл. вероятность того, что значение x в течение промежутка времени Δt не изменится, оказывается равной

$$1 - \sum_y q(y, x, t_0) \Delta t + o(\Delta t). \quad (2)$$

Величины $\{q(x, y, t) \geq 0, x \neq y\}$ наз. инфинитезимальными вероятностями перехода марковского процесса $\{x_t, t \in R^1\}$. По ним полностью восстанавливается переходная функция $P(x, y, t_1, t_2)$ процесса, т. е. условная вероятность принять процессу в момент времени t_2 значение y при условии, что в момент времени t_1 он принял значение x .

В случае, когда множество возможных значений С. т. м. $\{x_t, t \in R^1\}$ оказывается непрерывным, ф-ла (1) выражает плотность $P_{x_i}(y|y_{i_0} = x)$ условной вероятности «перескочить» от значения x к значению y за время Δt [при этом в ф-ле (2) сумму по y следует заменить интегралом].

Всякая реализация $\{x(t), t \in R^1\}$ С. т. м. представляет собой кусочно-постоянную ф-цию, у к-рой скачки (разрывы) происходят лишь в отд. изолиров. моменты времени и число таких скачков за любой конечный интервал времени конечно.

Лит.: Грехман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, М., 1985. **СКАЧОК КОНДЕНСАЦИИ** — особая форма скачка уплотнения, возникающая в ускоряющемся сверхзвуковом потоке газа (напр., воздуха) в результате конденсации содержащихся в нём паров воды. При увеличении скорости течения газа, темп-ра торможения к-рого постоянна, его статич. темп-ра монотонно убывает в соответствии с ур-нием:

$$T = T_0 / \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right),$$

где $k = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей при пост. давлении и объеме, M — Маха число. Для заданной абс. влажности воздуха a [г/м³] относит. влажность r

возрастает по мере понижения темп-ры. В случае достаточно быстрого падения темп-ры ниже критической и при малом кол-ве ядер конденсации возникает сущест. переохлаждение (перемещение) водяных паров. В результате практически мгновенной объёмной конденсации паров воды и соответствующего выделения скрытой теплоты испарения возникает скачок уплотнения, отличающийся от обычных изменением полной энтропии (и, следовательно, темп-ры торможения) газа в направлении нормали к фронту скачка. При $T_0 \approx 300 \text{ К}$ и относит. влажности $r \approx 50\%$ С. к. возникает при числах $M \approx 1.2$ С. к., наблюдающиеся в соплах аэродинамических труб, обычно имеют х-образную форму. Образование С. к. приводит к сущест. неравномерности поля скоростей и непредсказуемому изменению параметров торможения потока в рабочей части, что затрудняет экстрим. исследования; поэтому совр. аэродинамич. трубы оборудуются спец. установками для осушения воздуха.

М. Я. Кювлович.

СКАЧОК УПЛОТНЕНИЯ, см. Уплотнения скачок.

СКВИД [от англ. Superconducting Quantum Interference Device — сверхпроводящее квантовое интерференционное устройство; сверхпроводящий квантовый интерферометр (магнитомер)] — высокочувствит. устройство для преобразования магн. потока в эл. сигнал пост. или перем. тока, действие к-рого основано на явлении квантования магн. потока в сверхпроводящем кольце с включенными в него контактами Джозефсона (КД; см. Джозефсона эффект). В результате интерференции сверхпроводящих токов, при изменении магн. потока Φ через кольцо С. выходящий сигнал осциллирует с периодом Φ_0 , равным кванту магн. потока $\Phi_0 = h/2e = 2,068 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$, что связано с фазовой когерентностью сверхпроводящих электронов на макроскопич. расстояниях. Скачок фазы волновой ф-ции сверхпроводящих электронов на КД Φ определяется полным магн. потоком через кольцо ($\Phi = 2\pi\Phi_0/\Phi_0$), а сверхпроводящий ток через КД равен $I_C \sin \varphi = -I_C \sin 2\pi\Phi/\Phi_0$, где I_C — критич. ток КД. При токе $I > I_C$ на КД появляется напряжение $V = \Phi_0(d\varphi/dt)$.

По числу КД в кольце С. и по способу формирования выходного сигнала различают двухконтактные С. пост. тока (ПТ-С.) и одноконтактные С. с ВЧ-начальной (ВЧ-С.). В ПТ-С. через КД пропускается пост. ток, большой критич. значения I_C , и измеряется пост. напряжение на контакте $V(\Phi_x)$, где Φ_x — измеряемый внеш. магн. поток. В ВЧ-С. высокочастотный ток $I_{\text{вч}}$ в кольце С. возбуждается резонансным контуром, причём отклик С. $V_{\text{вч}}(\Phi_x)$ снимается с этого же контура.

Первым ПТ-С. можно считать устройство, в к-ром Ж. Мерсеро [1] с сотрудниками впервые в 1964 наблюдали квантовую интерференцию сверхпроводящих токов [1]. В 1967 Дж. Циммерман [2] и А. Сильвер [2], изучая на перем. токе интерференц. эффекты в сверхпроводящем кольце с точечным КД [2], положили начало ВЧ-С.

Блок-схема ПТ-С. приведена на рис. 1. Если через симметричную конструкцию ПТ-С. (токи через КД равны) пропустить через кольцо С. пост. ток $I_0 > 2I_C$, то на параллельно включенных КД возникает пост. напряжение V , осциллирующее при изменении измеряемого внеш. магн. потока Φ_x через кольцо С., при этом макс. значения $V(\Phi_x)$ достигаются при $\Phi_x = \Phi_0(n + 1/2)$, а минимальные — при $\Phi_x = n\Phi_0$, n — целое число.

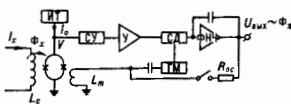


Рис. 1. Схема ПТ-сквида: ИТ — источник постоянного тока; ГМ — согласующее устройство; ГМ — генератор модуляции; У — усилитель; КД — синхронный детектор; ФНЧ — фильтр низких частот.

Макс. размах осцилляций $V(\Phi)$ наблюдается при оптим. значении параметра $Ll_c/\Phi_0 = 1$, где L — индуктивность кольца. Коэф. преобразования для оптимизированных ПТ-С. равен

$$dV/d\Phi_x \approx R/2L,$$

где R — сопротивление шунтированных КД. Шунтирование туннельных КД применяется для создания безгистерезисной вольтамперной характеристики контакта. Современные токоплазменные планарные ПТ-С., изготовленные методами фото- и электронной литографии, имеют коэф. преобразования до 1 мВ/Ф₀.

Усиление и регистрация сигнала S производится электронными устройствами, находящимися при комнатной темп-ре. Для ослабления влияния НЧ-шумов вида $1/f$ (см. *Флуктуации электрических величин*) используется модуляция. метод обработки сигнала S : в отн. катушку модуляции (L_m на рис. 1) вводится перем. ток частотой 100—200 кГц, создающий через кольцо С. поток с амплитудой $\sim \Phi_0/4$. Перем. напряжение на С. усиливается, синхронно детектируется и фильтруется. Согласование низкого импеданса С. с высоким импедансом усилителя осуществляется согласующим устройством типа последоват. контура или резонансного трансформатора. Для измерений в большом диапазоне $d\Phi_x > \Phi_0$ используется глубокая отрицат. обратная связь по магн. потоку. Напряжение через сопротивление обратной связи R_{oc} подается в катушку модуляции. В результате измеремый поток компенсируется, а напряжение на резисторе R_{oc} служит выходным сигналом прибора, линейно связанным с измеремым потоком в диапазоне ± 100 —1000 Ф₀.

Блок-схема типичного ВЧ-С., работающего на фиксиров. частоте радиочастотного диапазона 10—400 МГц, приведена на рис. 2. С кольцом С. связана катушка резонансного колебат. контура $L_n C_k$, возбуждаемого генератором тока ВЧ. Резонансный контур согласует низкий импеданс С. с высоким входным сопротивлением усилителя ВЧ. В зависимости от параметра

где ω — частота накачки, k — коэф. связи контура со С. (оптимален k , для k -рого $k^2 Q \approx 1$). Для ВЧ-С. типичны значения коэф. преобразования 20—50 мВ/Ф₀.

Для увеличения отношения сигнал/шум и линеаризации коэф. передачи прибора в схемах ВЧ-С. также применяется доплит. НЧ-модуляция на частотах 10—50 кГц и отрицательная обратная связь по магн. потоку.

Обычно измеремый магн. поток через кольцо С. создается током I_x во входной или сигнальной катушке с индуктивностью $L_c \approx 1$ —10 мкГн ($\Phi_x = MI_x$, где $M = k_c(L_c L_n)^{1/2}$ — взаимная индуктивность сигнальной катушки и кольца С., а k_c — коэф. связи).

Предельная чувствительность С. разл. типа характеризуется т. н. энергетич. чувствительностью:

$$e = (L_c I_n^2) / 2 = \Phi_n^2 / 2Lk_c^2 \text{ (Дж/Гц)},$$

выраженной через спектральную плотность мощности эквивалентного шумового потока Φ_n^2 или шумового тока I_n^2 . Эта величина имеет размерность действия, поэтому иногда ее выражают в единицах $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж/Гц.

Энергетич. чувствительность типичных ПТ-С. $e \sim 10^{11}$ Гц ограничена тепловым шумом резисторов, шунтирующих КД, и равна 10^{-30} — 10^{-31} Дж/Гц. Для ряда ПТ-С., охлаждаемых до $T < 1$ К, достигнуты рекордные значения $e \sim \hbar$ при измерениях малых переменных $\Phi_x \approx 0,01 \Phi_0$ на частотах 100—200 кГц, где не сказывается шум вида $1/f$.

Минимальный детектируемый сигнал ВЧ-С. определяется суммарными шумами усилителя ВЧ, контура и самого С. В оптимизирован. конструкциях при частоте накачки 20—30 МГц шум характеризуется энергетич. чувствительностью $e \sim 5 \cdot 10^{-30}$ Дж/Гц. Поскольку коэф. преобразования ВЧ-С. растёт с частотой, а избыт. шумы падают, выигрыш в чувствительности можно получить, повышая частоту до СВЧ-диапазона (напр., при $f = 10$ ГГц получено $e \sim 10^{-30}$ Дж/Гц). Однако это приводит к существу. усложнению конструкции прибора.

В магн. поток, измеряемый С., легко преобразовать многие магн. и электрич. величины: магн. поле в его градиенте, магн. момент, ток, напряжение и др. Однако это преобразование осуществляется с помощью сверхпроводящего трансформатора магн. потока: сигнальная катушка С. образует замкнутый сверхпроводящий контур с приёмной катушкой. Внесредственно воспринимаемое изменение магн. потока. В силу сохранения потока в этой цепи экранирующий ток «переносит» часть измеремого потока в сигнальную катушку, связанную с кольцом С.

Чувствительность сверхпроводящих С.-магнитометров достигает $5 \pm 10 \cdot 10^{-15}$ Тл/Гц^{1/2} и определяется уже магн. шумом в тщательно экранированных помещениях. По чувствительности С.-магнитометры превосходят традиц. магнитометры на 2—3 порядка. С.-магнитометры применяются, напр., для измерения *важн. магн. поля биологических объектов* [8], магнитометрии, исследования в геофизике и геологии [9], измерения магн. восприимчивости веществ и материалов.

Применение С. для измерений электрич. величин позволяет достичь пороговой чувствительности по току 10^{-12} — 10^{-14} А/Гц^{1/2} при нулевом сопротивлении сигнальной катушки. По напряжению чувствительность ограничена тепловым шумом низкоомных (10^{-4} — 10^{-2} Ом) источников сигнала и составляет при низких темп-рах 10^{-12} — 10^{-15} В/Гц^{1/2}. С.-гальванометры и С.-вольтметры служат для измерения проводимости и термоэлектрич. эффектов в нормальных и сверхпроводящих металлах. В метрологии С.-гальванометры служат в качестве нуль-индикаторов в эталонных установках, к-рые позволяют единицу эдм (Вольт) на основе эффекта Джозефа-

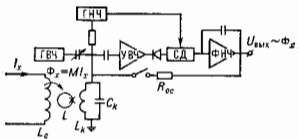


Рис. 2. Схема ВЧ-сквида: ГВЧ — генератор высокой частоты; ГЧЧ — усилитель высокой частоты; ГНЧ — генератор модуляции низкой частоты; СД — синхронный детектор, ФНЧ — фильтр низких частот.

$I = 2\pi Ll_c/\Phi_0$ различают безгистерезисный ($I < 1$) и гистерезисный ($I > 1$) режимы работы ВЧ-С. В первом случае кольцо С. представляет собой параметрич. индуктивность, осциллирующую с изменением внеш. потока Φ_x . Изменение индуктивности регистрируется по сдвигу резонансной частоты контура $L_n C_k$. Безгистерезисный режим работы ВЧ-С. редко используется в практич. устройствах из-за жестких ограничений на параметры С., стабильность амплитуды и частоты сигнала ВЧ-накачки.

Если $I > 1$, воздействие магн. потока накачки с амплитудой, достаточной для возбуждения в кольце КД тока $I_{кч} > I_c$, приводит к характерным гистерезисным потерям энергии в колебат. контуре, урывает к-рых осциллирует в зависимости от внеш. потока Φ_x с периодом Φ_0 . Соответствующее изменение добротности контура Q регистрируется по изменению напряжения $V_{нч}(\Phi_x)$ на нём. Коэф. преобразования магн. потока в напряжение для ВЧ-С. в гистерезисном режиме равен:

$$dV_{нч}/d\Phi_x = (\omega/k)(L_n/L)^{1/2},$$

сона и единицу сопротивления (Ом) на основе квантового Холла эффекта (см. Квантовая метрология); шумовой термометр на основе С. используется при установлении шкалы сверхнизких темп-р [5].

Осп. недостатком С., препятствующим их более широкому распространению, являются необходимость охлаждения до уровня гелиевых или водородных темп-р при применении традиц. сверхпроводящих материалов. Открытие в 1986—87 оксидных высокотемпературных сверхпроводников с $T_c \approx 100$ К открывает перспективы создания С. при авт. темп-рах [10].

Лит.: 1) Jaklevic R. C. и др., Quantum interference from a static vector potential in a field-free region, *Phys. Rev. Lett.*, 1964, v. 12, № 11, p. 274; 2) Silver A. H., Zimerman J. E., Quantum states and transitions in weakly connected superconducting rings, *Phys. Rev.*, 1987, v. 157, p. 317; 3) Соловьев Л., Гигантский эффект в сверхпроводниках и его применение, пер. с англ., М., 1974; 4) Дихарев К. К., Ульрих В. Т., Системы с джоульсоновскими контактами, М., 1978; 5) Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применения, пер. с англ., М., 1980; 6) Варазе А., Патерно Д., Эффект Джоульсона: физика и применения, пер. с англ., М., 1984; 7) Дихарев К. К., Введение в динамику Джоульсоновских переходов, М., 1985; 8) Введение в физику В. Д. С. Жигалин В. И., Сверхчувствительная магнетометрия и биоматематика, М., 1986; 9) Одегнал М., Некоторые нестандартные применения сверхпроводящих квантовых интерферометров — сквидов (обзор), *Физика низких температур*, 1988, т. 14, с. 5; 10) Тейсес С. D., Superconducting magnetometers, *Cryogenics*, 1989, v. 29, p. 1135.

И. Я. Краснопольн.

СКЕЙЛИНГ — то же, что масштабная инвариантность.

СКИН-ЭФФЕКТ — затухание эл.-магн. волн по мере их проникновения в проводящую среду. Переменное во времени электрич. поле E и связанное с ним магн. поле H не проникают в глубь проводника, а сосредоточены в осн. в относительно тонком приповерхностном слое толщиной δ , называемой глубиной скин-слоя. Происхождение С.-э. объясняется тем, что под действием веш. перем. поля в проводнике свободные электроны создают ток, поле к-рых компенсирует веш. поле в объеме проводника. С.-э. проявляется у металлов, в плазме, ионосфере (на коротких волнах), в вырожденных полупроводниках и др. средах с достаточно большой проводимостью.

Глубина скин-слоя существенно зависит от проводимости σ , частоты эл.-магн. поля ω , от состояния поверхности. На малых частотах δ велика, убывает с ростом частоты и для металлов на частотах оптич. диапазона оказывается сравнимой с длиной волны $\lambda \sim 10^3$ см. Столь малым проникновением эл.-магн. поля и почти полным его отражением объясняется металлич. блеск хороших проводников. На ещё больших частотах, превышающих плазменную частоту, в проводниках оказывается возможным распространение эл.-магн. волн. Их затухание определяется как внутризонными, так и межзонными электронными переходами (см. Зонная теория).

Теоретич. описание С.-э. сводится к решению кинетич. ур-ния для носителей заряда с целью определения связи тока с полем и последующему решению Максвелла уравнений. Наб. результат описывается т. е. нормальным С.-э., к-рый имеет место, когда δ велика по сравнению с эфф. длиной свободного пробега l электронов. Величина l определяется расстоянием, проходимым электроном за время τ между 2 актами рассеяния (τ — время релаксации) либо за период поля $1/\omega$ в зависимости от того, какая из этих дль меньше. В общем случае $l = v/(\tau^{-1} - \omega)$, где v — скорость электрона.

При нормальном С.-э. распределение поля в проводнике зависит лишь от дифференц. проводимости σ , отличия к-рой от проводимости на пост.токе σ_0 учитываются (для изотропной среды) соотношением $\sigma = \sigma_0/(1 - i\omega\tau)$; оно зависит также от формы поверхности образца. Проводимость связана с диэлектрич. проницаемостью ϵ среды соотношением $\epsilon = \epsilon_0 + 4\pi i\sigma/\omega$, где ϵ_0 — вклад в диэлектрич. проницаемость локализо-

ванных электронных состояний (диэлектрич. проницаемость ионной решетки).

Для плоской поверхности образца (плоскость поля и нормального падения волны) δ (распределение тока в проводнике имеет вид

$$E(z) = E(0) \exp(-z/\delta) \cos\left(\frac{\omega}{c}nz - i\omega t\right),$$

где $E(0)$ — амплитуда поля на поверхности, $\delta = c/\omega\sqrt{\epsilon}$, коэф. преломления n и затухания k связаны соотношением $\sqrt{\epsilon} = n + ik$, где диэлектрич. проницаемость $\epsilon = \epsilon_0 + 4\pi i\sigma/\omega$ (ϵ_0 — диэлектрич. проницаемость решетки) (см. Высококачественная проводимость).

Для цилиндрич. провода радиусом r_0 распределение поля выражается через функцию Бесселя:

$$E(r) = E(r_0) \operatorname{Re}\left\{\exp(-i\omega t) J_0(kr)/J_0(kr_0)\right\},$$

где $E(r_0)$ — поле на поверхности, $k = (n + ik)\omega/c$. С.-э. существенно сказывается на зависимости сопротивления провода от его радиуса. В то время как на пост. токе сопротивление провода R прямо пропорционально площади сечения $R = L/\pi r_0^2 \sigma_0$, на переменном токе в предельном случае, когда ток течёт в очень тонком приповерхностном слое ($\delta \ll r_0$), сопротивление обратно пропорционально длине окружности поперечного сечения

$$R = L/2\pi r_0 \delta \sigma.$$

В пределе НЧ, когда можно не учитывать частотную дисперсию σ , а также пренебречь величиной ϵ_0 , глубина скин-слоя:

$$\delta = c(2\pi\sigma_0\omega)^{-1/2},$$

коэф. преломления:

$$n = (2\pi\sigma_0/\omega)^{1/2}.$$

С повышением частоты в ИК-области для металлов при условии $\omega\tau \gg 1$ ($\tau \gg 1/\omega$) проводимость $\sigma = i\sigma_p/\omega = i\sigma_p^2/4\omega$, где ω_p — плазменная частота электронов. В этом диапазоне $\tau^{-1} \ll \omega \ll \omega_p/\sqrt{\epsilon}$ и глубина скин-слоя $\delta = c/\omega_p$, т. е. не зависит от частоты и выражается через концентрацию электронов и их эфф. массу m , т. к. $\omega_p^2 = 4\pi N e^2/m$. В этом же диапазоне коэф. n мал по сравнению с k и взаимодействие электронов с поверхностью образца существенно влияет как на l , так и на поглощение энергии, пропорциональное мнимой части ϵ . Сталкиваясь с поверхностью, электроны рассеиваются на статич. неоднородностях и тепловых поверхностных колебаниях (см. Поверхность).

Аномальный С.-э. описывает ситуацию при $l > \delta$; он наблюдается в СВЧ-диапазоне в чистых металлах при низких темп-рах. Связь между плотностью тока j и полем E является здесь неколлающей, т. е. значение тока в нек-рой точке проводника определяется полем в окрестности этой точки с размером $\sim l$. Задача о распределении поля сводится к интегро-дифференц. ур-нию, решение к-рого даёт, в частности, асимптотич. закон убывания поля E . Наряду с компонентой, убывающей на расстоянии $\sim \delta$ от поверхности, наблюдается медленное убывание на расстоянии $\sim l$. Выражение для δ в этом случае иное. Напр., для предельно аномального С.-э., т. е. при $\delta \ll l$, глубина скин-слоя

$$\delta = (vc^2/\omega\sigma_0)^{1/2}.$$

При аномальном С.-э. рассеяние электронов на поверхности образца мало сказывается на величине δ . Здесь существенную роль играют электроны с малыми углами скольжения, для к-рых отражение близко к зеркальному. Заметно влияет на аномальный С.-э. пост. магн.

поле H , параллельное поверхности. Электроны, захваченные магн. полем, при зеркальном отражении многократно сталкиваются с поверхностью образца и долгое время движутся в пределах скин-слоя. Это приводит к росту проводимости и уменьшению глубины скин-слоя

$$\delta = c^2 v_{gr} \frac{1}{L} / \omega \left| \frac{\sigma}{\rho} \right|^{1/2},$$

где $v_{gr} = mc/\hbar$ — лармовский радиус; предполагается $v_{gr} > \delta$. Др. электроны, не сталкиваясь с поверхностью, возвращаются в скин-слой после каждого оборота вокруг магн. поля, благодаря чему в металлах наблюдается *циклотронный резонанс*.

Более точный расчет, смысл сл. при нормальном, так и аномальном С.-э. (в отличие от δ) имеет поверхностный импеданс Z . В НЧ-области нормального С.-э.

$$Z = 2\omega/c^2 \sigma_0$$

и уменьшается с темп.-рой T , т. к. растёт δ_0 . Для предельно аномального С.-э. импеданс

$$Z = (\pi/3)^{1/2} \pi \omega B / c^2 \sigma^2 \mu (1 - \sqrt{1/3}),$$

где параметр B определяется спектром электронов; в изотропном приближении $B = v^2/\omega\rho$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982, с. 291—99; Лифшиц Е. М., Пятаевский В. И., Физическая кинетика, М., 1978, с. 436—49; Рапопорт Л. А., Травяков Р. Ф., *Adv. in Phys.*, 1983, в. 32, № 5, p. 753; Абрамов А. А., Основы теории металлов, М., 1987, с. 105—117. Л. А. Фольковский.

Скин-эффект нелинейный. При достаточно высоких значениях напряжённости перем. эл.-магн. поля, когда параметры среды, напр. проводимость σ , начинают зависеть от поля, С.-э. становится нелинейным, т. е. толщина скин-слоя δ также начинает зависеть от интенсивности эл.-магн. поля. Наиб. легко нелинейный С.-э. реализуется в плазме. Пороговые значения амплитуды электрич. и магн. полей, при к-рых происходит переход С.-э. в нелинейный, зависят от параметров среды и частот.

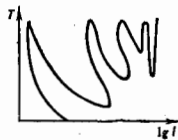
В области НЧ определяющее влияние на проникновение поля оказывает дифференц. проводимость среды. Зависимость её от электрич. поля (т. е. электрической величины) обуславливается разогревом носителей, аномальным сопротивлением, разлом среды и т. д. Пороговые амплитуды, при к-рых возникает нелинейность дифференц. электрич. проводимости, могут различаться весьма сильно для разных механизмов нелинейности. Вследствие этого затухание эл.-магн. поля может быть не экспоненциальным, а, напр., степенным или к.-л. другим в зависимости от вида $\langle E \rangle$, т. е. меняется структура скин-слоя. Но характерный масштаб затухания по порядку величины остаётся равным $\delta \propto \sqrt{2\sigma_0 \langle E \rangle} / \omega$.

Значительно большее влияние в этой области частот оказывают магнитные нелинейности, к-рые, напр. могут менять С.-э. не только количественно, но и качественно. Их действие проявляется при условии $\omega \mu \tau \geq 1$, где $\omega \mu = eH/mc$ — циклотронная частота носителей. В режиме магн. нелинейности С.-э. необходимо учитывать тензорный характер сопротивления среды в магн. поле. Зависимость диагональных компонент сопротивления ρ от H (*магнетосопротивление*) аналогична влиянию электрич. нелинейности. Нondiagonalные компоненты тензора сопротивления (см. *Холла эффект*) наиб. ярко проявляются в вестационарной задаче о проникновении в плазму постоянного магн. поля, включаемого в нек-рый момент времени $t = 0$. Тогда глубина проникновения поля в плазму меняется со временем: $\delta \propto c \sqrt{\mu \langle E, H \rangle} / \omega$. В режиме нелинейного С.-э. в зависимости от напряжённости магн. поля вместо обычного диффузионного закона проникновения магнитного поля, при к-ром $\delta \propto t^{1/2}$ происходит

либо быстрое конвективное проникновение поля в плазму со скоростью порядка токовой скорости носителей (т. е. $\delta \propto t$), либо задержание поля на конечной толщине (т. е. $\delta(t) \rightarrow \text{const}$). Сущест. роль в этих процессах играет неоднородность среды, а именно, если носители при токовом движении попадают в область более высокой своей концентрации, то реализуется конвективное проникновение, в противоположном случае — задержание.

При наложении на плазму переменного магн. поля может возникнуть эффект детоксирования, состоящий в том, что наряду с формированием скин-слоя у границы плазмы в глубь среды уходит нелинейная волна поля нек-рогого фиксиров. направления, зависящего от направления градиента концентрации носителей, а другие направления заперты.

В ИК-области, когда $\delta = c/\omega_p$, нелинейные изменения происходят при $H^2/8\pi \geq H_m^2$, когда носителей в скин-слое толщиной c/ω_p не хватает для переноса тока даже при их движении со скоростью, близкой c . В результате глубина проникновения поля увеличивается (чтобы возмещ. число носителей) до необходимой для поддержания тока: $\delta = H/4\pi N_e$. В области высоких частот $\omega \lesssim \omega_p$ толщина скин-слоя в плазме может как уменьшаться, так и возрастать в зависимости от знака нелинейного вклада в диэлектрич. проницаемость. В отличие от линейного режима, в случае нелинейного С.-э. при медленном увеличении напряжённости поля оно, начиная с нек-рой пороговой амплитуды, проникает в глубь плазмы на расстояние, определяемое диссипативным затуханием. (Это происходит при положительном вкладе.) В случае достаточно слабой диссипации нелинейное проникновение поля и плазму может носить характер гистерезиса, т. е. зависит от предстории процесса. Напр., для плазменного слоя конечной толщины эффективность T проникновения эл.-магн. волны через слой, измеряемая отношением потоков энергии после слоя и перед ним, является неоднозначной ф-цией интенсивности падающей волны I (как схематически показано на рис.).



Зависимость эффективности проникновения T электромагнитной волны через слой от её интенсивности I .

Наличие развитой *турбулентности плазмы* также приводит к изменению как динамики С.-э., так и глубины скин-слоя, к-рая будет зависеть от интенсивности турбулентности, поскольку в нелинейном С.-э. взаимодействие носителей с турбулентными пульсациями существенно меняет отклик плазмы на приложенное к ней поле. Это связано, в частности, с изменением эфф. частот соударений носителей ω_{cl} при их сильном рассеянии на турбулентных пульсациях. Напр., в изотропной бестолкнутой плазме с развитой ионно-звуковой турбулентностью, имеющей характерные длины волн $\lambda_t \sim v_{el}/\omega_{pe}$, скинвая глубина $\delta = (c/\omega_{pe}) (\omega_p/12n_e T_e)^{1/2}$, где ω_p — плотность энергии ионно-звуковых колебаний; n_e , T_e — концентрация и темп.-ра электронов.

Глубина скин-слоя δ может резко возрастать, если в плазме возможны процессы трансформации приложенного к плазме перем. эл.-магн. поля в слабозатухающие собств. колебания, напр. в ленгмюровские волны, к-рые переносят поле на расстояния порядка обратной величины декремента затухания этих волн (см. *Трансформация волн в плазме*).

Лит.: Пятаевский В. И., Теория турбулентной плазмы, М., 1971; Владимирова В. В., Волков А. Ф., Мелихов Е. З., Плазма полупроводников, М., 1979; Кондра-

текио А. Н., Проникновение поля в плазму, М., 1979; Книг-сеп А. С., Чукбар К. В., Дьяков В. В., Электронная магнитная гидродинамика, в сб.: Вопросы теории плазмы, т. 16, М., 1987, с. 209; Кочетов А. В., Миrows В. А., Динамика нелинейного протекания плотной плазмы, «Физика плазмы», 1980, т. 16, № 3, с. 248.

Н. С. Брехин, К. В. Чукбар.

СКИРМА МОДЕЛЬ — теоретич. модель для описания в рамках эффективной нелинейной теории мезонных полей стабильных протяженных частиц (барнионов). Предложена в 1961 Т. Х. Р. Скимром [1, 2] и относится к нелинейной *сигма-модели*. С. м. обладает сохраняющимся независимо от ур-ний динамики модели *топологическим зарядом*, к-рый можно интерпретировать как барнионное число, и т. н. солитонным механизмом генерации спектра масс (см. *Солитон*). Согласно гипотезе Скимры, барнион трактуется как киральный солитон, возникающий в результате коллективного возбуждения пионных полей. Появление таких возбуждений тесно связано с явлением спонтанного нарушения киральной симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*), подобно тому как включение магн. поля, нарушающего изотропию пространства, приводит к спонтанной намагниченности ферромагнетика.

Осп. объектом С. м. является поле $g(x)$, принимающее значения в многообразии групп $SU(2)$ и параметризуемое изовекторным полем $\Psi^a(x)$ (триплетом пионных полей):

$$g(x) = \exp\{i\tau^a n^a \theta(x)\}; \quad n^a = \Psi^a / |\Psi|; \quad \sin \theta = \pm |\Psi|; \quad a = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где τ^a — Паули матрицы, действующие в пространстве изотонч. спина; $\theta(x)$ — т. н. киральный угол; $x = (x^0 = t, \mathbf{x})$. Модели, для к-рых поля принимают значения в век-ром многообразии компактной группы или однородном пространстве, принято называть киральными. Поля (1), удовлетворяющие естеств. граничным условиям на пространственной бесконечности

$$g(x) \rightarrow I (\Psi^a(x) \rightarrow 0) \quad \text{при} \quad |\mathbf{x}| \rightarrow \infty \quad (2)$$

(I — единичная 2×2 матрица) в фиксиров. момент времени t , можно рассматривать как отображения g в трехмерного пространства R_3 или трехмерной сферы S_3 [т. к. в силу (2), R_3 компактифицируется в сферу S_3] в группу $SU(2)$ [$g: R_3 \rightarrow SU(2)$ или $S_3 \rightarrow SU(2)$]. По отношению к непрерывной деформации (гомотопии), частным случаем к-рой является временная эволюция полевой системы, такие отображения разбиваются на классы эквивалентности, называемые гомотопическими классами. Каждый гомотопич. класс является элементом гомотопич. групп $\pi_n(SU(2))$ и характеризуется значением гомотопич. инварианта — топологич. заряда Q .

Для явного вычисления Q удобно использовать левые киральные токи

$$L_a = g^{-1}(x) \frac{\partial g(x)}{\partial x^a}, \quad \mu = 0, 1, 2, 3, \quad (3)$$

со значениями в Ли алгебре группы $SU(2)$, в терминах к-рых

$$Q = \int d^3x J^0 = - \frac{e^2 \mu^2}{48\pi^2} \int d^3x \text{Sp} [L_a [L_a, L_a]], \quad (4)$$

где J^0 — временная компонента топологич. тока J^μ , закон сохранения к-рого $\partial J^\mu / \partial x^\mu = 0$ выполняется тождественно без привлечения ур-ний динамики модели, $[L_a, L_b] = i\epsilon_{abc} L_c$ — коммутатор левых киральных токов, $e^2 \mu^2 =$ Левы-Числа *сигмола* (по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Наличие изоморфизма $\pi_3(SU(2)) \approx \mathbb{Z}$, где \mathbb{Z} — группа целых чисел, означает, что Q принимает на каждом делительном значении и имеет смысл степени отображения, т. е. показывает, сколько раз $SU(2)$ -многообразие об-

ходится полем $g(x)$ при однократном пробытании точки x по физ. пространству R_3 .

Лагранжиан С. м. записывается через токи L_a в виде

$$\mathcal{L} = \int d^3x \left\{ - \frac{1}{4\lambda^2} \text{Sp} L_a^2 + \frac{e}{10} \text{Sp} [L_a, L_a] \right\}, \quad (5)$$

где λ и e — нек-рые параметры. Первый член в выражении (5) — т. н. киральный лагранжиан Вайнберга, к-рый в «среднем» приближении воспроизводит результаты *алгебры токов* для низкоэнергетич. динамики пионов. Добавление члена 4-го порядка по L_a (скирмовского члена) обеспечивает существование стабильных солитонных решений вследствие наличия для функционала энергии $\mathcal{E}[\Psi]$ С. м. оценки снизу через топологич. заряд (4):

$$\mathcal{E} > 6\sqrt{2} \pi^2 \frac{e}{\lambda} |Q|. \quad (6)$$

Ур-ния движения для С. м.

$$\partial_\mu (L^\mu - \frac{e^2 \mu^2}{2} [L_a, L^a, L^a]) = 0 \quad (7)$$

имеют вид локального закона сохранения величины типа изоспина. Отыскание структуры решений ур-ния (7) основывается на свойствах симметрии лагранжиана (5) и соответствующего функционала энергии $\mathcal{E}[\Psi]$. Выражение (5) инвариантно относительно преобразования из киральной группы $SU(2)_L \times SU(2)_R$, к-рые следующим образом действуют на поля $g(x)$: $g \rightarrow g' = u v g v^{-1}$, где u и v — произвольные матрицы соответственно из $SU(2)_L$ и $SU(2)_R$ (индексы L и R соответствуют подгруппы соответственно левых и правых вращений). Но вакуумное состояние $g_0 = I$ (т. е. $e \cdot \Phi^a = 0$) такой инвариантностью не обладает до тех пор, пока $u \neq v$. Это означает, что С. м. принадлежит к классу нелинейных o -моделей со спонтанно нарушенной киральной симметрией. Из-за неинвариантности вакуума внутр. симметрия конфигурац. пространства С. м. $SU(2)_L \times SU(2)_R$ нарушается до подгруппы $\text{diag}[SU(2)_L \times SU(2)_R] \approx SU(2)_I \approx SO(3)_I \times \mathbb{Z}_2$, т. е. до группы изотонч. вращений. Поскольку нетривиальных $SO(3)_I$ -инвариантных полей не существует, то изотопич. вращения объединяются с пространственными и в качестве группы инвариантности функционала $\mathcal{E}[\Psi]$ рассматривается группа

$$G_I = \text{diag}[SO(3)_I \times SO(3)_S], \quad (8)$$

где $SO(3)_S$ — группа пространственных вращений. Класс инвариантных относительно (8) сферически-симметричных полей задается ф-лой

$$g(r) = \exp\{i\tau^a x^a \theta(r)/r\}; \quad r = |\mathbf{x}|, \quad (9)$$

предложенной Скимром [1]. В честь автора модели решение (9) с топологич. зарядом $Q = 1$ получено в литературе назв. скирмион. Энергия (масса) скирмиона записывается в виде

$$\mathcal{E} = \frac{4\pi e}{\lambda} \int_0^\infty dx \left\{ \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 \left(\frac{x^2}{2} + 2\sin^2 \theta \right) + \sin^2 \theta + \frac{\sin^4 \theta}{x^2} \right\}, \quad (10)$$

где положено $r = e\lambda x$, ф-ция $\theta(x)$ подчинена граничным условиям: $\theta(0) = \pi$; $\theta(\infty) = 0$. В силу неравенства (6) скирмион устойчив и, более того, реализует абс. миним. энергию для полей с $|Q| = 1$, т. е. является осн. состоянием с наим. массой среди изовекторных полей с нетривиальным топологич. зарядом [3].

Все перечисленные выше свойства и дают основания для рассмотрения скирмиона как простейшей модели барниона. Для полей с топологич. зарядами $|Q| \geq 2$ группой инвариантности функционала энергии является

$$G_2 = \text{diag}[SO(2)_I \times SO(2)_S], \quad (11)$$

и абс. минимум $\sigma[\varphi]$ реализуется в более широком классе аксиально-симметричных полей (см., напр., [3]). В случае $Q = 2$ такие решения интерпретируются как дубляжи.

Дальнейшее развитие идея описания барьона как кирального солитона получила в работах С. Виттена [4, 5], к-рый выявил связь между величайшим σ -моделью со спонтанно нарушенной киральной симметрией и низкоэнергетич. приближением *квантовой хромодинамики* (КХД). Исходя из учёта симметричных свойств фундамент. лагранжиана КХД, Виттен рассмотрел $SU(3)$ -обобщение С. м. Это позволило ему построить явный вид двузначных функционалов, описывающих квантовомеханич. состояния в модели, и на этой основе конструктивно решить вопрос о спине скирмиона, т. е. показать, в каком смысле скирмион можно трактовать как фермион. Кроме того, в рамках квазиклассич. подхода удалось качественно правильно воспроизвести спектроскопию адронов и рассчитать их статич. свойства (магн. моменты, зарядовые радиусы, константы взаимодействий и т. д.). Разумные ответы получаются и при использовании С. м. для вычисления разл. характеристик низкоэнергетич. процессов с участием барьонов [6].

Т. о., в целом С. м. качественно правильно передаёт гл. черты будущей мезонной теории, к-рая должна получаться из первоосов КХД, и в силу своей отпосит. простоты может служить основой для апробации методов, предлагаемых для проведения расчётов в низкоэнергетич. области КХД.

Лит.: 1) Skyrme T. H. R., *A non-linear field theory*, Proc. Roy. Soc., 1961, т. А260, p. 127; 2) Skyrme T. H. R., *A unified field theory of mesons and baryons*, «Nucl. Phys.», 1962, в. 31, p. 556; 3) Маханьков В. Г., Рыбанов Ю. П., Санюк В. И., Модель Скирмы и ее взаимодействия, УФН, 1992, т. 162, с. 1; 4) Witten E., *Global aspects of current algebra*, «Nucl. Phys.», 1983, т. 122, p. 432; 5) Witten E., *Current algebra, baryons and quark confinement*, там же, p. 432; 6) Zahed I., Brown G. E., *The Skyrme model*, «Phys. Repts.», 1988, в. 142, p. 1.

В. И. Соколов

СКОЛЬЗЯЩИЙ РАЗРЯД — разность между импульсного искрового разряда по поверхности диэлектрика. Картины распределения искровых каналов на поверхности диэлектрика при С. р. впервые наблюдались в 1777 Г. К. Лихтенбергом (G. Ch. Lichtenberg) и наз. *Лихтенберга фигуры*. В сильных разрядах высокие давления и темп-ры деформируют поверхность диэлектрика, запечатлевая фигуры Лихтенберга; в слабых разрядах их можно сделать видимыми, посылая поверхность диэлектрика спец. порошком или проявляя подложенную под слой диэлектрика фотопластику. Впервые в фотографии С. р. был использован в 1887 А. Теллером (A. Toepfer).

Типичная конфигурация электродов, между к-рыми происходит С. р., приведена на рис. 1: один из электродов (1) представляет собой тонкую проволочку, другой (3) — плоскую поверхность, отделившую от первого слоя диэлектрика (2), по к-рому стелется разряд.

Рис. 1. Скользящий по поверхности диэлектрика разряд: 1 — инцидирующий электрод; 2 — диэлектрическая подложка; 3 — металлическая подложка — второй электрод.

Такая искровая конфигурация создаёт резко неравномерное электрич. поле E с преобладанием нормальной составляющей к поверхности диэлектрика. Поэтому в С. р. могут быть достигнуты высокие значения E при умеренных амплитудах питающих высоковольтных импульсов.

При воздействии на электроды С. р. высоковольтного импульса напряжения с амплитудой 10^4 – 10^6 В и скоростью нарастания $\sim 10^{12}$ В/с в разрядном промежутке складываются условия, характерные для наносекундного пробоя электрического. Напряжённость

электрич. поля в промежутке может усиливаться до 10^8 раз на микронеровностях поверхности диэлектрика и электродов. При этом время развития разряда становится соизмеримым со временем протекания элементарных процессов в плазме, что приводит к отклонению от лавинового (тауисеводовского) и стримерного механизмов (см. *Пробой газа*), и даже при протекании больших токов ($\sim 10^6$ А) разряд остаётся диффузным, кавад дугового разряда не образуется.

В таких жестких режимах ток лидерной (незавершённой) стадии может превышать ток последующего завершённого С. р., замыкающего разрядный промежуток, а излучение разряда на этой стадии содержит интенсивную УФ-компоненту (вплоть до мягкого рентгена). Это излучение создаёт свободные фотоэлектроны на расстояниях, значительно превышающих критич. размеры первичных лавин. При импульсном напряжении 50–200 кВ вдоль поверхности диэлектрика легко возникают плазменные поверхности протяжённостью до 200 см, яркостная темп-ра к-рых может достигать $6 \cdot 10^4$ К. Спецфика С. р. определяется активным взаимодействием плазмы разряда с поверхностью диэлектрика, что отражается на спектральных характеристиках излучения плазмы. Канал С. р. ограничен в пространстве диэлектрич. подложкой, поэтому площадь его сечения меньше, а погонное электрич. сопротивление соответственно больше, чем у свободного искрового разряда. Малая индуктивность и относительно большое сопротивление завершения С. р. обеспечивают высокую мощность энерговыделения в канале разряда, что приводит к образованию плотной высокотемпературной плазмы с большой площадью излучающей поверхности ($\approx M^2$).

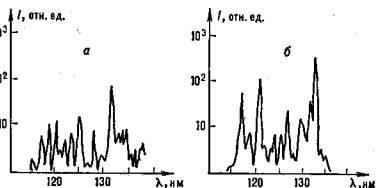


Рис. 2. Спектр излучения искровых разрядов в азоте при атмосферном давлении: а — искровой разряд между вольтфарадными электродами; б — завершённый скользящий разряд по поверхности лавсановой плёнки.

Поступление паров диэлектрика в плазму С. р. изменяет спектр его излучения, что важно при использовании С. р. как открытого источника УФ-излучения. На рис. 2 представлены спектры обычного искрового и скользящего по поверхности диэлектрика разрядов при одинаковом уд. энерговыкладе. Видно, что в области вакуумного ультрафиолета интенсивность спектральных линий в случае С. р. на порядок выше. Т. к. спектр излучения С. р. имеет ярко выраженную дискретность, то возможно повышать интенсивность излучения в нужной спектральной области подбором соответствующего материала диэлектрич. подложки.

С. р. широко применяется при решении ряда научно-прикладных задач, в частности при создании низковольтных сверхточных коммутаторов, источников предионизации в импульсных газовых лазерах, плазменных электродов для организации однорядного сильного токового разряда при повышенных давлениях (см. *Электроды плазменные*). Плазма С. р. используется в качестве активной среды лазера на самоограниченных переходах (лазеры на N_2 , Ar, Ne и др.).

Лит.: Фольгарт К., Искровые источники света и высокочастотная кинематография, в кн.: Физика быстропотекающих процессов, пер. с нем., англ., т. 1, М., 1971; Дэй у П. Н., Челнокков Л. Л., Рыбанов В. М., Д., Характеристика

скользящего разряда по поверхности твердых диэлектриков применительно к высоковольтным коммутаторам. «Электронная техника», сер. 4. Электронные и газоразрядные приборы, 1975, № 6, с. 9; Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н., Метод управления развитием и формированием систем параллельных каналов скользящих искр в воздухе при атмосферном давлении. «Ж. ЦИТО», 1976, № 3, с. 12; Зарослов Д. Ю., Кузьмин Г. П., Тарасенко В. Ф., Скользящий разряд с CO_2 и эксимерных лазерах, «Радиотехника и электроника», 1984, т. 29, в. 7, с. 1217; Брыляков П. И. и др. Алгоритм расчета осевого скользящего по поверхности диэлектрика разряда. «Квантовая электроника», 1988, т. 15, № 10, с. 1971. Г. П. Кузьмин.

СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК — гигантские плотные группировки галактик, содержащие горячий ионизованный газ и невидимое вещество. Обычно С. г., в отличие от групп, цепочек и др. систем галактик, называют комплексами, имеющие размеры прибл. до 1,5–3 Мпк и включающие от неск. сотен до десятков тысяч галактик высокой и средней светимости. Форма С. г. близка к эллиптической. С. г. делятся по богатству (кол-во галактик) на 6 классов — от 0 до 5. Ближайшее к Галактике С. г. в созвездии Девы (класс богатства 0) содержит ок. 200 галактик, в т. ч. 7 гигантских эллиптических и 10 гигантских спиральных галактик. Ближайшее богатое С. г. в созвездии Волосы Вероники (класс 2 или 3) содержит ок. 10^4 галактик высокой и средней светимости, преим. эллиптических и линзовидных, и очень мало спиральных галактик. Концентрация галактик в центрах богатых (класса 2 и выше) С. г. превышает 10^9 Мпк $^{-3}$. Известно ок. 3000 богатых С. г. В скоплениях входит часть всех галактик. Галактики скопления обеспечиваются лишь ок. 5% светимости всех галактик.

При сравнительно небольших размерах С. г. в них наблюдаются очень большие среднеквадратичные скорости галактик (v) — до $1-2 \cdot 10^3$ км/с. Согласно *виртала теореме* это означает, что С. г. обладают очень большой массой (виральной массой) M_v , определяемой соотношением

$$M_v = 2\alpha R v^2 G^{-1} \approx 0,5\alpha 10^{14} M_\odot v^2 R,$$

где R — радиус скопления (Мпк); M_\odot — масса Солнца; G — гравитационная постоянная; α — безразмерный численный коэф. порядка 1, зависящий от распределения плотности С. г. (в тыс. км/с). С др. стороны, зная светимость С. г. и зависимость масса — светимость (см. *Масса — светимость зависимость*) для галактик, входящих в скопление, можно оценить массу светящегося вещества скопления, M_L . Такие оценки выполнены для центр. частей неск. десятков С. г. Найдено, что $M_L \sim \sim 0,1 M_v$. Значит, расхождение оценок M_L и M_v , впервые отмеченное Ф. Цвикки (F. Zwicky) в 1930-х гг., является одним из самых серьезных свидетельств данных наблюдений в пользу существования невидимого тяготеющего вещества (*скрытой массы*), к-рое в масштабах С. г. прибл. в 10 раз превосходит массу видимого вещества, сосредоточенного в галактиках.

В 70-х гг. обнаружено рентг. излучение горячего газа, заполняющего С. г. Исследование спектра излучения и распределения яркости позволило оценить темп-ру и распределение плотности газа. Оказалось, что в богатых С. г. эти величины хорошо коррелируют со скоростями галактик и их распределением. В более бедных С. г. наряду с общим рентг. фоном выделяется излучение корон отдельных наиб. массивных галактик, гравитационный потенциал к-рых сравним с гравитационным потенциалом скопления как целого. Масса горячего газа в центр. областях С. г. не превосходит неск. процентов виральной массы скопления, его плотность ок. 10^{-3} см $^{-3}$. Эти данные служат важным независимым подтверждением стационарности С. г. и приведенных выше оценок массы видимого и невидимого вещества в них. Подробные спектральные наблюдения нескольких наиб. ярких С. г. показывают, что в горячем газе присутствуют высокоионизованные тяжелые элементы (напр., Fe 26) с относит. содержанием ок. 0,1–0,3 солнечного (см. *Распространенность элементов*). Это значит, что газ С. г. не является первичным и частично прошел переработку в звё-

здах. Однако ныне невозможно сказать, как протекали эволюция горячего газа и его обогащение тяжелыми элементами. Горячий газ в С. г. может наблюдаться также по искажению спектра *микроволнового фонового излучения* — эффект Зельдовича — Сюняева. Эффект связан с рассеянием фотонов этого излучения на электронах горячего газа С. г., что ведёт к росту ср. энергии фотонов и падению темп-ры излучения T в области спектра, где $h\nu < kT$ (ν — частота излучения). Эффект, видимо, наблюдается в двух С. г. Одновременно наблюдается рентг. излучения С. г. и эффекта Зельдовича — Сюняева позволяет точнее оценить параметры С. г., поскольку эти наблюдаемые величины зависят от разных комбинаций темп-ры и плотности газа и размеров скопления.

Наблюдаемая анизотропия форм С. г., вероятно, связана с анизотропией распределения галактик по скоростям. Это свидетельствует о том, что С. г. возникли при объединении уже сформировавшихся галактик и никогда не проходили фазы стационарного газового облака. Такое заключение согласуется с наблюдаемыми особенностями распределения галактик скопления по скоростям. В большинстве С. г. дисперсия скоростей (квадрат среднеквадратичной скорости) не зависит от массы галактик. Это значит, что в системе успели пройти процессы быстрой релаксации скоростей галактик в коллективном гравитационном поле (см. *Звёздная динамика*), но ещё не успело сказаться влияние процессов дальнего взаимодействия, к-рые с течением времени должны привести к максвелловской ф-ции распределения галактик по скоростям с дисперсией скоростей, зависящей от массы галактик (такая зависимость отмечена лишь у неск. плотных С. г.). Это — свидетельство сравнит. молодости С. г.

С. г. наблюдаются вплоть до красных смещений $z \approx 1$ (С. г. 3C184), тогда как квазары найдены вплоть до $z \approx 4$. Поэтому прямых данных об эпохе формирования С. г. наблюдения не дают. Интересно, что хотя близкие квазары часто видят отд. галактик, отмечена отрицательная антикорреляция распределений квазаров и С. г. С. г. являются крайними элементами *крулломасштабной структуры Вселенной*. Изучение окрестностей Галактики показывает, что богатые С. г., как правило, расположены в узлах, в к-рых сходятся неск. цепочек и сверхскоплений галактик. Меньше богатые С. г. часто расположены цепочкой вдоль мощного сверхскопления галактик. Довольно часто С. г., подобно галактикам, образуются в небольшие группы из 2–3 членов. В неск. случаях наблюдаются спящие двух С. г., сопровождаемые мощным рентг. излучением. Определённая на основе наблюдений корреляц. ф-ция распределения С. г.

$$\xi(r) \approx (r/r_c)^{-2,8}, \quad r_c \approx 25 h^{-1} \text{ (Мпк)}$$

(r — расстояние между парами С. г., h — безразмерный параметр; см. *Хаббл закон*) по форме подобна корреляц. ф-ции галактик, но отличается от неё значением корреляц. радиуса r_c , прибл. в 5 раз превосходящего принятое значение корреляц. радиуса распределения галактик. Отмечается зависимость значения r_c от класса богатства и объёма выборки. Различные корреляц. радиусы распределения галактик и С. г. частично связано с сильным различием плотности их распределения в пространстве. Подробное изучение и численное моделирование эффекта показывают, что, вероятно, необходимо допустить и добавочное крупномасштабное (~ 50 Мпк) сгущивание вещества, к-рое трудно заметить при изучении распределения галактик.

Модели образования структуры Вселенной, основанные на теории *гравитационной неустойчивости*, в их общих чертах неплохо описывают образование С. г. и их подполюе как элементов крупномасштабной структуры. Более подробное изучение этого процесса методами численного моделирования затруднено из-за большого объёма вычислений. Приближённое описание на базе теории особенностей градиентных отображений (см.

Катастроф теория) и Бюргера уравнения позволяют решать ряд проблем на качественном уровне, но не дают количественных описаний.

Лит.: F a b i a n A. C., «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1961, т. 29. А. Г. Дорoshин. **СКОРОСТНОЕ НАПОР** (динамическое давление) — кинетич. энергия единицы объёма идеальной несжимаемой жидкости: $\rho v^2/2$, где ρ — плотность жидкости, v — скорость её течения; входит составной частью в Бернулли уравнение. Измеряется с помощью трубки Пито — Прандтля (см. Трубка измерительная).

СКОРОСТЬ — одна из основных кинематич. характеристик движения точки: $v = ds/dt$, где ds — элементарное перемещение (или приращение радиус-вектора r) точки в данной системе отсчёта за время dt . Направлен вектор v по касательной к траектории в сторону движения точки. По модулю $v = ds/dt$, где ds — элементарный путь точки за время dt .

Измеряют С. обычно в м/с (СИ), см/с (СГС) или км/ч. В проекциях на оси координат компоненты С. имеют следующий вид (см. рис.):



Модуль С. в этих случаях равен квадратному корню из суммы квадратов соответствующих компонент.

Когда говорят о С. произвольного движущегося тела или системы тел, то имеют в виду С. их центра масс. Это есть обобщение С. материальной точки.

В ньютоновской (нерелятивистской) механике С. точки при переходе от одной инерциальной системы отсчёта K' к др. системе K преобразуется по закону

$$v = v' + v_0 \left(v_x = v'_x + v_0, v_y = v'_y, v_z = v'_z \right), \quad (1)$$

где v_0 — скорость K' -системы относительно K -системы. Это т. н. классический закон сложения (преобразования) С., являющийся следствием преобразований Галилея (см. Галилея принцип относительности).

В более сложном случае, когда K' -система совершает произвольное движение относительно K -системы, С. точки преобразуется по ф-ле

$$v = v' + v_0 + [\omega r'],$$

где v_0 — скорость начала отсчёта K' -системы, ω — её угл. скорость, r' — радиус-вектор данной точки относительно начала отсчёта K' -системы.

В относительности теории установлены факт: в природе существует предел скорости С. распространения взаимодействий и сигналов (а значит, и тел). Она равна С. света в вакууме $c = 2,99792458 \cdot 10^8$ м/с. Наличие такой С. существенно меняет закон преобразования С. В соответствии с Лоренца преобразованиями при переходе от K' - к K -системе отсчёта ф-лы преобразования компонент С. приобретают более сложный вид:

$$v_x = \frac{v'_x + v_0}{1 + v'_x v_0/c^2}, v_y = \frac{v'_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + v'_y v_0/c^2}, v_z = \frac{v'_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + v'_z v_0/c^2}, \quad (2)$$

где $\beta = v_0/c$, v_0 — скорость K' -системы отсчёта относительно K -системы. Классич. закон сложения С.

(1) оказывается несправедливым при релятивистских С. При переходе к нерелятивистским С. преобразованием (2) переходит в (1).

Из преобразований (2) следует, что, напр., фотон, движущийся со скоростью c в K' -системе отсчёта, будет двигаться и относительно K -системы с той же скоростью c — в полном соответствии со 2-м постулатом теории относительности.

Дальнейшими обобщениями понятия С. являются обобщенная скорость (см. Обобщенные координаты) и скорость четырехмерная.

СКОРОСТЬ ЗВУКА — скорость распространения в среде упругой волны. Определяется упругостью и плотностью среды. Для плоской волны, бегущей без изменения формы со скоростью c в направлении осей x, z , звуковое давление p можно представить в виде $p = p(x - ct)$, где t — время. Для плоской гармонич. волны в среде без дисперсии $p = A \cos(\omega t - kx + \varphi)$. В С. з. выражается через частоту ω и волновое число k ф-лой $c = \omega/k$. Со скоростью c распространяется фаза гармонич. волны, поэтому с наз. также фазовой С. з. В средах, в к-рых форма произвольной волны меняется при распространении, гармонич. волны тем не менее сохраняют свою форму, но фазовая скорость оказывается различной для разных частот, т. е. имеет место дисперсия звука. В этих случаях пользуются также понятием групповой скорости. При больших амплитудах упругой волны появляются нелинейные эффекты (см. Нелинейная акустика), приводящие к изменению любых волн, в т. ч. и гармонических: скорость распространения каждой точки профиля волны зависит от величин давления в этой точке, возрастают с ростом давления, что и приводит к искажению формы волны.

Скорость звука в газах и жидкостях. В газах и жидкостях звук распространяется в виде объёмных волн сжатия — разрежения. Если процесс распространения происходит адиабатически (что, как правило, и имеет место), т. е. изменение темп-ры в звуковой волне не успевает выравниваться и за $1/2$ периода тепло из нагретых (сжатых) участков не успевает перейти к холодным (разреженным), то С. з. равна $c = \sqrt{(\partial p/\partial \rho)}$, где p — давление в веществе, ρ — его плотность, а индекс s показывает, что производная берётся при постоянной энтропии. Эта С. з. наз. адиабатической. Выраженные для С. з. может быть записано также в одной из следующих форм:

$$c = \sqrt{K_{ад}/\rho} = \sqrt{1/\beta_{ад}\rho} = \sqrt{\gamma/\beta_{из}\rho},$$

где $K_{ад}$ — адиабатич. модуль всестороннего сжатия вещества, $\beta_{ад} = 1/K_{ад} = \rho^{-1}(\partial \rho/\partial p)$ — адиабатич. сжимаемость, $\beta_{из} = \gamma_{ад} = \rho^{-1}(\partial \rho/\partial p)$ — изотермич. сжимаемость, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоёмкостей при постоянном давлении к объёме.

В идеальном газе $c = \sqrt{\gamma p/\rho} = \sqrt{\gamma RT/\mu}$, где $R = 8,31$ Дж/моль·К — универсальная газовая постоянная, T — абс. темп-ра, μ — молекулярная масса газа. Это т. н. д а л а с о в а С. з. В газе она совпадает по порядку величины со средней тепловой скоростью движения молекул. Величину $c' = \sqrt{p/\rho}$ называют в эт. о н о в о й С. з., она определяет С. з. при изотермич. процессе распространения, к-рый может иметь место на очень низких частотах. В большинстве случаев С. з. соответствует лапласову значению.

С. з. в газах меньше, чем в жидкостях, а в жидкостях, как правило, меньше, чем в твёрдых телах. В табл. 1 и 2 приведены значения С. з. для нек-рых газов и жидкостей, причём в тех случаях, когда имеется дисперсия, приведены значения С. з. для частот, меньших, чем частота релаксации.

В идеальных газах при заданной темп-ре С. з. не зависит от давления и растёт с ростом темп-ры как \sqrt{T} . Изменение С. з. равно $\Delta c/\Delta T = c/2T$, где Δc и ΔT — малые приращения скорости и темп-ры по сравнению

Табл. 1.—Скорость звука в некоторых газах при °С*

	с, м/с
Азот	334
Икселод	316
Воздух	331
Гелий	965
Водород	1284
Неон	435
Метан	430
Аммиак	415
Углекислый газ	259
Иодистый водород	157

* Значения скорости даны для нормального давления.

Табл. 2.—Скорость звука в некоторых жидкостях при 20 °С

	с, м/с
Вода	1490
Ацетон	1190
Бензол	1324
Спирт этиловый	1180
Толуол	1324
Четырёххлористый углерод	920
Ртуть	1453
Глицерин	1923

Эти зависимости имеют сложный вид. Для расчёта С. з. в море используются таблицы, рассчитанные по эмпирич. ф-лам. Поскольку темп-ра, давление, а иногда и солёность меняются с глубиной, то С. з. в океане является ф-цией глубины (с). Эта зависимость существенно определяет характер распространения звука в океане (см. *Гидроакустика*). В частности, она определяет существование *подводного звукового канала*, положение оси к-рого и др. характеристики зависят от времени года, времени суток и от географич. местоположения.

В сжиженных газах С. з. увеличивается при той же темп-ре: напр., в газообразном азоте при темп-ре —195 °С она равна 176 м/с, в жидком азоте при той же темп-ре 859 м/с, в газообразном и жидком гелии при —269 °С соответственно 102 м/с и 198 м/с.

С. з. в смесях газов или жидкостей зависит от концентрации компонент. В газовых смесях С. з. хорошо описывается ф-лой $c = \sqrt{\gamma RT/\mu}$, в к-рой в качестве μ вьята молекулярная масса смеси, определяемая молекулярными массами компонентов с учётом их концентрации. В жидких смесях зависимость С. з. от концентрации компонентов имеет довольно сложный характер, к-рый связан с видом межмолекулярных взаимодействий. Так, в спиртоводных и кислотоводных смесях при нек-рой концентрации имеется максимум С. з., а в таких смесях, как ацетон с сероуглеродом, бензол с четырёххлористым углеродом и др., при нек-рой концентрации С. з. имеет минимум. В водных растворах солей С. з. растёт с ростом концентрации во всем интервале концентраций. Т. о., измерение С. з. может использоваться для определения и контроля концентрации компонент смесей и растворов.

В жидком гелии С. з. увеличивается при понижении темп-ры. При фазовом переходе в сверхтекучее состояние возникает излом на кривой зависимости С. з. от темп-ры.

В многоатомных газах и практически во всех жидкостях имеется дисперсия С. з., причём в жидкостях она проявляется на высоких УЗ- и гиперзвуковых частотах.

В резинах, полимерах и каучуках С. з. зависит от хим. состава и плотности упаковки макромолекул и растёт с увеличением частоты; в материалах этого типа с меньшей плотностью и С. з. меньше, напр. в силико-

с их значениями с и Т. При комнатной темп-ре отност. изменение С. з. в воздухе составляет примерно 0,17% на 1 К. В жидкостях С. з., как правило, уменьшается с ростом темп-ры и изменение её составляет, напр., для ацетона —5,5 м/с К, для этилового спирта —3,6 м/с К. Исключением из этого правила является вода, в к-рой С. з. при комнатной темп-ре увеличивается с ростом темп-ры на 2,5 м/с К, достигает максимума при темп-ре ~74 °С и с дальнейшим ростом темп-ры уменьшается. С. з. в воде растёт с увеличением давления примерно на 0,01% на 1 атм, а также с увеличением содержания растворённых в ней солей.

В морской воде С. з. зависит от темп-ры, солёности и глубины.

В морских водах С. з. зависит от темп-ры, солёности и глубины.

В сжиженных газах С. з. увеличивается при той же темп-ре: напр., в газообразном азоте при темп-ре —195 °С она равна 176 м/с, в жидком азоте при той же темп-ре 859 м/с, в газообразном и жидком гелии при —269 °С соответственно 102 м/с и 198 м/с.

С. з. в смесях газов или жидкостей зависит от концентрации компонент. В газовых смесях С. з. хорошо описывается ф-лой $c = \sqrt{\gamma RT/\mu}$, в к-рой в качестве μ вьята молекулярная масса смеси, определяемая молекулярными массами компонентов с учётом их концентрации. В жидких смесях зависимость С. з. от концентрации компонентов имеет довольно сложный характер, к-рый связан с видом межмолекулярных взаимодействий. Так, в спиртоводных и кислотоводных смесях при нек-рой концентрации имеется максимум С. з., а в таких смесях, как ацетон с сероуглеродом, бензол с четырёххлористым углеродом и др., при нек-рой концентрации С. з. имеет минимум. В водных растворах солей С. з. растёт с ростом концентрации во всем интервале концентраций. Т. о., измерение С. з. может использоваться для определения и контроля концентрации компонент смесей и растворов.

В жидком гелии С. з. увеличивается при понижении темп-ры. При фазовом переходе в сверхтекучее состояние возникает излом на кривой зависимости С. з. от темп-ры.

В многоатомных газах и практически во всех жидкостях имеется дисперсия С. з., причём в жидкостях она проявляется на высоких УЗ- и гиперзвуковых частотах.

В резинах, полимерах и каучуках С. з. зависит от хим. состава и плотности упаковки макромолекул и растёт с увеличением частоты; в материалах этого типа с меньшей плотностью и С. з. меньше, напр. в силико-

новом каучуке С. з. составляет 950—1100 м/с на частотах 20—150 мкГц, в бутадие-нитрильном каучуке 1600—2100 м/с в том же диапазоне частот.

Скорость звука в твёрдых телах. В неограниченной твёрдой среде распространяются продольные и сдвиговые (поперечные) упругие волны. В изотропном твёрдом теле фазовая скорость для продольной волны

$$c_l = \sqrt{E(1-\nu)/\rho(1+\nu)(1-2\nu)} = \sqrt{(K+4/3G)/\rho},$$

для сдвиговой волны

$$c_t = \sqrt{E/2\rho(1+\nu)} = \sqrt{G/\rho},$$

где E — модуль Юнга, G — модуль сдвига, ν — коэф. Пуассона, K — модуль объёмного сжатия. Скорость распространения продольных волн всегда больше, чем скорость сдвиговых волн, причём обычно выполняется соотношение $c_l > c_t/\sqrt{2}$. Значения c_l и c_t для нек-рых изотропных твёрдых тел приведены в табл. 3.

Табл. 3.—Скорость звука в некоторых изотропных твёрдых телах

	c_l , м/с	c_t , м/с	c_{sl} , м/с
Кварц плавленый	5970	3782	5760
Бетон	4200—5300	—	—
Плавленый	2570—2880	1500—1121	1840—2140
Полиэтилен	2350—2380	1123	1860—2240
Отекло призмс	5840	3280	5170
Стекло крош	5100—8120	2840—3550	4540—5300
Стекло флинт	3780—4800	2380—2580	3490—4550
Титан	1340	—	—
Эбонит	2405	—	—
Железо	5835—5950	3180—3240	5000—5200
Золото	3200—3240	1200	2630
Магний	5785	3085	4500—4970
Платина	3220—3960	1670—1730	2690—2800
Свинец	1960—2400	700—790	1200—1328
Цинк	4170—4210	2440	3700—3850
Латунь 159	5830	2980	4785—4970
Серебро	3650—3700	1600—1690	2610—2800
Углеродистые ота-	—	—	5090—5177
Негравитацион-	—	—	—
сталь IX18H9T	—	—	5039
Титан BT-1	—	—	5072
Медь В-2	—	—	3843
Датунь 159	4600	2080	3450
Алюминиевый сплав АМГ	6320	3190	5260

В монокристаллах С. з. зависит от направления распространения волны в кристалле (см. *Кристаллоакустика*). В тех направлениях, в к-рых возможно распространение чисто продольных и чисто поперечных волн, в общем случае имеется одно значение c_l и два значения c_t . Если значения c_l различны, то соответствующие волны иногда наа. быстрой и медленной поперечными волнами. В общем случае для каждого направления распространения волны в кристалле могут существовать три смешанные волны с разными скоростями распространения, к-рые определяются соответствующими комбинациями модулей упругости, причём векторы колеб. смещений частиц в этих трёх волнах взаимно перпендикулярны. В табл. 4 приведены значения С. з. для нек-рых монокристаллов в характерных направлениях.

Во мн. веществах С. з. зависит от наличия посторонних примесей. В полупроводниках и диэлектриках С. з. чувствительна к концентрации примесей; так, при легировании полупроводника примесью, увеличивающей число носителей тока, С. з. уменьшается с увеличением концентрации; при увеличении темп-ры С. з. слабо увеличивается.

В металлах и сплавах С. з. существенно зависит от предшествующей механической и термообработки: прокат,ковка, отжиг и т. п. Частично это явление связано с дислокациями, наличие к-рых также влияет на С. з.

СКОРОСТЬ

Табл. 4 — Скорость звука в некоторых монокристаллах

	Направление распространения	Тип волны	c , м/с
Кварц (SiO_2)	Вдоль оси z	Продольная	6330
	—	Поперечная	4820
	Вдоль оси x	Продольная	5600
	—	Поперечная	5050
Рубин (Al_2O_3)	—	Быстрая	3500
	—	Медленная	3500
Рубин (Al_2O_3)	Вдоль оси C	Продольная	11240
	—	Поперечная	7800
Ниобат лития (LiNbO_3)	Вдоль оси C	Продольная	7330
	—	—	—
Сульфид кадмия (CdS)	Вдоль оси C	Поперечная	3580
	—	Продольная	4500
Железосодержащий гранат ($\text{Y}_2\text{Fe}_2\text{O}_7$)	—	Поперечная	1860
	—	Поперечная	3840
Алюминативная шпинель (MgAl_2O_4)	Вдоль оси [100]	Продольная	8830
	—	—	—
	—	Поперечная	6540
	Вдоль оси [111]	Продольная	10980
—	—	—	—
—	—	Поперечная	5100

В металлах, как правило, C , з. уменьшается с ростом темп-ры. При переходе металла в сверхпроводящее состояние характер зависимости иной: величина $c_{\text{дл}}/c_{\text{т}}$ в точке перехода меняет знак. В сильных магн. полях проявляются некр-ые эффекты в зависимости C , з. от магн. поля, к-рые отражают особенности поведения электронов в монокристалле направленным в кристалле появляясь осцилляциями C , з. как ф-ция магн. поля. Измерения зависимости C , з. от магн. поля являются чувств. методом исследования внутр. структуры металлов.

В аьзоэлектриках и сегнетовых кристаллах наличие электромагнит. связи приводит к уменьшению модулей упругости и, следовательно, уменьшается C , з.

Аналогичное явление наблюдается и в магнитоупругих *жидкокристаллических материалах*, где наличие магнитоупругой связи приводит, кроме того, к появлению заметной зависимости C , з. от напряженности магн. поля, обусловленной т. н. ΔE -эффектом, т. е. зависимостью модуля Юнга E от величины магн. поля H . Изменения C , з. с ростом H могут достигать неск. процентов (иногда до десятков процентов). Такая же зависимость C , з. от напряженности электрич. поля наблюдается в сегнетовых кристаллах. При действии на твердое тело статич. механич. напряжений C , з. зависит от величины этих напряжений, что является следствием отклонения от линеиного закона Гука.

В ограниченных твердых телах кроме продольных и поперечных волн имеются и др. типы волн. Так, вдоль свободной поверхности твердого тела или вдоль границы его с др. средой распространяются *поверхностные акустические волны*, скорость к-рых меньше скорости объемных волн, характерных для данного материала. Для пластины, стержней и др. твердых акустич. волноводов характерны *нормальные волны*, скорость к-рых определяется не только свойствами вещества, но и геометрией тела. Так, напр., C , з. для продольной волны в стержне $c_{\text{ст}}$, поперечные размеры к-рого много меньше длины волны звука, отличается от C , з. в неограниченной среде c_1 (табл. 3):

$$c_{\text{ст}} = \sqrt{E/\rho}.$$

Методы измерения C , з. можно подразделить на резонансные, интерферометрические, импульсные и оптические (см. *Дифракция света на ультразвуке*). Наиб. точности измерения достигают с помощью импульсно-фазовых методов. Опт. методы дают возможность измерять C , з. на гиперзвуковых частотах (вплоть до

10^{11} — 10^{12} Гц). Точность абс. измерений C , з. на лучшей аппаратуре ок. $10^{-3}\%$, тогда как точность относит. измерений порядка $10^{-5}\%$ (напр. при изучении зависимости c от темп-ры или магн. поля или от концентрации примесей или дефектов).

Измерения C , з. используются для определения мн. свойств вещества, таких, как величина отношения теплоемкостей для газов, сжимаемости газов и жидкостей, модулей упругости твердых тел, дебаевской темп-ры и др. (см. *Молекулярная акустика*). Определение малых изменений C , з. является чувствит. методом фиксации примесей в газах и жидкостях. В твердых телах измерение C , з. и её зависимости от разл. факторов (темп-ры, магн. поля и др.) позволяет исследовать строение вещества: зонную структуру полупроводников, строение поверхности Ферми в металлах и пр.

Лит.: Ландау Я. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987; их же, Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Бергтрам Я. Л., Ультразвук и его применение в акуст. технике, пер. с англ., 2 изд., М., 1957; Митгайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Таблицы для расчета скорости звука в морской воде, Л., 1965; Физическая акустика, под ред. У. Моллона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 4; т. 2, ч. Б, М., 1970, гл. 7; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, 2 изд., М., 1982; Труэлл Р., Зальбаум Ч., Чин Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Акустические кристаллы, под ред. М. П. Шапошниковой, М., 1982; Красильникова В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984. А. Л. Поляков.

СКОРОСТЬ СВЕТА в свободном пространстве (вакууме) — скорость распространения любых *электромагнитных волн* (в т. ч. световых); одна из фундам. физ. постоянных; представляет собой предельную скорость распространения любых физ. воздействий (см. *Относительности теория*) и инвариантна при переходе от одной системы отсчета к другой.

C , с. в среде c' зависит от показателя преломления среды n , различного для разных частот у излучения (*Дисперсия света*): $c'(v) = c/n(v)$. Эта зависимость приводит к отличию *групповой скорости* от *фазовой скорости* света в среде, если речь идет не о монохромат. свете (для C , с. в вакууме эти две величины совпадают). Экспериментально определяя c' , всегда измеряют групповую C , с. либо т. н. скорость сигнала, или скорость передачи энергии и, только в нек-рых спец. случаях по равную групповую.

Впервые C , с. определял в 1676 О. К. Рёмер (O. Ch. Roemer) по изменению промежуток времени между затмениями спутников Юпитера. В 1728 её установил Дж. Брайдль (J. Bradley), исходя из своих наблюдений aberrации света звезд. В 1849 А. И. Л. Физо (A. H. L. Fizeau) первым измерил C , с. по времени прохождения светом точно известного расстояния (базы); т. к. показатель преломления воздуха очень мало отличается от 1, то наземные измерения дают величину, весьма близкую к C . В опыте Физо пучок света от источника S (рис. 1), отраженный полупрозрачным

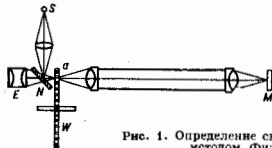


Рис. 1. Определение скорости света методом Физо.

зеркалом N , периодически прерывался вращающимся зубчатим диском W , проходил базу MN (ок. 8 км) и, отразившись от зеркала M , возвращался к диску. Попадая на зубец, свет не достигал наблюдателя, а попадавший в промежуток между зубцами свет можно было наблюдать через окуляр E . По известным скоростям вращения диска определялось время прохождения светом базы. Физо получил значение $c = 313300$ км/с. В 1862 Ж. Б. Л. Фуко (J. B. L. Foucault) реализовал

высказанную в 1838 идею Д. Араго (D. Arago), применяв вместо зубчатого диска быстровращающееся (512 об/с) зеркало. Отражаясь от зеркала, пучок света направлялся на базу и по возвращении вновь попадал на это же зеркало, успевшее повернуться на некоторый малый угол (рис. 2). При базе всего в 20 м Фуко нашёл,

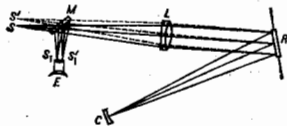


рис. 2. Определение скорости света методом вращающегося зеркала (методом Фуко): S — источник света; R — быстровращающееся зеркало; C — неподвижное возмущенное зеркало, центр которого совпадает с осью вращения R (поступо свет, отражённый C , всегда попадает обратно на R); M — полупрозрачное зеркало; L — объектив; E — окуляр; RC — точно измеренное расстояние (база). Пунктиром показано положение R , вращающееся за время прохождения светом пути BC и обратно, и обратный ход пучка лучей через объектив L , который собирает отражённый пучок в точке S' , а не вновь в точке S , как это было бы при неподвижном зеркале R . Скорость света устанавливается, измеряя смещение SS' .

что C . с. равна 298000 ± 500 км/с. Схемы и осн. идеи опытов Физо и Фуко были многократно использованы в последующих работах по определению C . с. Получено А. Майкельсоном (A. Michelson) (см. Майкельсона опыт) в 1926 значение $c = 299796 \pm 4$ км/с было тогда самым точным и вошло в 19-й вариант таблицы физ. величин.

Измерения C . с. в 19 в. сыграли большую роль в физике, дополнительное подтверждение волновой теории света. Выполненное Фуко в 1850 сравнение C . с. одной и той же частоты ν в воздухе и воде показало, что скорость в воде $v = c/n(\nu)$ в соответствии с предсказанием волновой теории. Была также установлена связь оптики с теорией электромагнетизма: измеренная C . с. совпала со скоростью эл.-магн. волн, вычисленной из отношения эл.-магн. и эл.-статич. единиц электрич. заряда (ошаты В. Вебера (W. Weber) и Ф. Кольрауша (F. Kohlrausch) в 1856 и последующие более точные измерения Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell)). Это совпадение явилось одним из отрывных пунктов при создании Максвеллом в 1864—73 эл.-магн. теории света.

В совр. измерениях C . с. используется модернизированный метод Физо (модуляц. метод) с заменой зубчатого колеса на эл.-оптич., дифракц., интерференционный или к-л. иной модулятор света, полностью проницающий или ослабляющий световой пучок (см. Модуляция света). Приёмником излучения служит фотозелент или фотоэлектронный умножитель. Применение лазера в качестве источника света, УЭ-модулятора со стабилизиров. частотой и повышение точности измерения длины базм позволили снизить погрешности измерений и получить значение $c = 299792,5 \pm 0,15$ км/с. Помимо прямых измерений C . с. по времени прохождения известной базы, широко применяются косвенные методы, дающие большую точность. Так, с помощью микроволнового вакуумиров. резонатора [К. Фрум (K. Froome), 1958] при длине волны излучения $\lambda = 4$ см получено значение $c = 299792,5 \pm 0,1$ км/с. С ещё меньшей погрешностью определяется C . с. как частное от деления независимо найденных λ и ν атомарных или молекулярных спектральных линий. К. Ивенсон (K. Eversen) и его сотрудники в 1972 по цезиевому стандарту частоты (см. Квантовые стандарты частоты) и калиб с точностью до 11-го знака частоту излучения CH_4 -лазера, а по криптоновому стандарту частоты — его длины волны (ок. 3,39 мкм) и получили $c = 299792456,2 \pm 0,8$ м/с. Решением Генеральной ассамблеи Международного комитета по численным данным для науки и техники — КОДАТА (1973), проанализированной все имеющиеся данные, их достоверности и погрешности,

C . с. в вакууме принято считать равной $299792458 \pm 1,2$ м/с.

Как можно более точное измерение величин с чрезвычайно важно не только в общетеоретич. плане и для определения значений др. физ. величин, но и для практич. целей. К ним, в частности, относится определение расстояний по времени прохождения радиолокационных световых сигналов в радиолокации, оптической локации, светодальнометрии, в системах слежения ИСЗ и др.

Лит.: Вафа и др. В. Г. Попов Ю. В. Скорость света и ее значение в науке и технике, Минск, 1970; Тейлор Б. Паркер В., Лангеберг Д., Фундаментальные константы и квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1972. А. М. Бочар-Бруевич.

СКОРОСТЬ ЧЕТЫРЕХМЕРНАЯ в теории относительности — обобщение понятия обычной (трёхмерной) скорости. C . ч. — четырёхмерный вектор с компонентами $u_i = dx_i/dt$, $i = 1, 2, 3, 4$, где x_i — координаты Минковского ($x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, $x_4 = ict$), dt — элемент собственного времени движущейся частицы. Компоненты C . ч. связаны с проекциями u_x , u_y , u_z трёхмерной скорости и соотношениями:

$$u_1 = \frac{u_x}{\sqrt{1-u^2/c^2}}; \quad u_2 = \frac{u_y}{\sqrt{1-u^2/c^2}}; \quad u_3 = \frac{u_z}{\sqrt{1-u^2/c^2}}; \quad u_4 = \frac{ic}{\sqrt{1-u^2/c^2}}. \quad (1)$$

C . ч. — времениподобный вектор, т. к. $\sum u_i^2 = -c^2$.

Значения C . ч. в двух галилеевских системах отсчёта K и K' связаны Лоренца преобразованиями:

$$u'_1 = \frac{u_1 + \beta u_4}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad u'_2 = u_2; \quad u'_3 = u_3; \quad u'_4 = \frac{u_4 - \beta u_1}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

где $\beta = v/c$ (v — плоскост. скорость системы отсчёта K' и R'). См. Относительности теория.

СКРЫТАЯ МАССА — труднонаблюдаемые формы вещества, выявляемые по их гравитацион. воздействию на движение и структуру галактик, скоплений и сверхскоплений галактик. Предполагается, что существует несколько (два или более) видов M_c , отличающихся массой частиц и др. свойствами. Наб. надёжно C . м. фиксируется в скоплениях галактик и в коронах отд. галактик. Надёжных наблюд. данных о C . м. в сверхскоплениях галактик нет.

В скоплениях галактик кроме видимой массы M_v , определяемой по общей светимости всех галактик скопления и средней массы — светимости зависимости для галактик, можно найти динамич. (виральную) массу M_d , определяемую с помощью виральной теоремы по наблюдаемой дисперсии скоростей галактик скопления. Оценки динамич. массы M_d подтверждают наблюдения рентг. излучения горячего межгалактич. газа скоплений, что позволяет получить независимые оценки темп-ры газа и тем самым — гравитацион. потенциала и массы скопления. Для богатых скоплений динамич. масса M_d примерно в 10—20 раз превосходит видимую массу галактик M_v .

Наблюдения кривых вращения [зависимостей скорости вращения v_c вещества галактики от расстояния r до центра галактики (см. Вращение галактики)] для ряда галактик позволяют найти распределение массы галактики по радиусу с помощью соотношения

$$v_c^2/r = GM(r)/r^2,$$

где v_c^2/r — центробежное ускорение при круговом движении, $GM(r)/r^2$ — гравитацион. ускорение, вызываемое массой $M(r)$, расположенной внутри орбиты радиуса r . Кривые вращения наблюдаются как оптич. методами, так и в радиолонии нейтрального водорода 21 см за пределами видимой галактики. Анализ кривых вращения показывает, что в ряде галактик за пределами видимо-

го распределения звёзд существует протяжённая массивная корона невидимого вещества, в ряде случаев в десятки раз превосходящая массу светящейся составляющей (звёзды, газ, пыль и др.).

При изучении движения звёзд внутри Галактики (в окрестности Солнца) установлено, что плотность С. м. в этой области не превосходит плотности видимого вещества, но может быть сравнима с ней. Попытки обнаружения С. м. в маломассивных галактиках пока не дали определённых результатов.

В космологии допущение С. м. (космологич. С. м.) необходимо для того, чтобы согласовать получаемые разл. путями оценки ср. плотности вещества во Вселенной. Прямые наблюдат. оценки плотности видимого вещества ρ_v приводят к значению $\Omega_v = \rho_v/\rho_c \approx 0,01-0,03$ (ρ_c — критич. плотность Вселенной, соответствующая границе между открытой и закрытой моделями Вселенной). По данным о хим. составе первичного вещества можно оценить плотность ρ_b барьонной составляющей Вселенной, $\Omega_b \equiv \rho_b/\rho_c \lesssim 0,1$. Совместный анализ процессов образования наблюдаемой крупномасштабной структуры Вселенной и процессов образования флуктуаций температуры микроволнового фонового излучения приводит к выводу, что полная плотность Вселенной ρ_t должна быть высока, $\Omega_t \equiv \rho_t/\rho_c \approx 1$. Кроме того, гл. вклад в полную плотность должны давать частицы, не взаимодействующие с микроволновым фономым излучением. Оценка $\Omega_t \approx 1$ хорошо согласуется с совр. моделями ранней Вселенной (см. Работы *«Скрытые»*).

Теория суперравнощации, суперструн и др. предполагают существование обширной группы труднонаблюдаемых частиц, часть из к-рых может входить в состав С. м. Наиб. активно обсуждается возможность связать космологич. С. м. с частицами типа аксионов, обладающими «эффективной» массой $m \approx 10$ МэВ, а также с нестабильными слабо взаимодействующими с веществом частицами типа нейтрино с массой $m \approx 100$ эВ и временем жизни $\tau = 10^8-10^9$ лет. Очень перспективны попытки связать свойства этих частиц с существованием трёх поколений кварков и лептонов (см. *«Поколения фермионов»*). С. м. галактик и скоплений галактик связана с более массивными частицами неизвестной природы.

А. Г. Дорощевич.

СКРЫТЫЕ ПАРАМЕТРЫ — гипотетич. дополнит. переменные, неизвестные в настоящее время, значения к-рых должны полностью характеризовать состоящие системы и определять её будущее либо поле, чем квантовомеханич. вектор состояния. Полагают, что с помощью С. п. от статистич. описания микробъектов можно перейти к динамич. закономерностям, при к-рых однозначны связаны во времени сами фич. величины, а не их статистич. распределения (см. *«Причинность»*). С. п. обычно считают разл. поля или координаты и импульсы более мелких, составных частей квантовых частиц. Однако после открытия кварков (составных частиц адронов) оказалось, что их поведение подчиняется квантовой механике, как и поведение самих адронов [1].

Согласно теореме фон Неймана, ни одна теория со С. п. не может воспроизвести все следствия квантовой механики, однако, как впоследствии выяснилось, доказательство Дж. фон Неймана (J. von Neumann) было основано на предположениях, вообще говоря, необязательных для любой модели С. п. [2]. Весомый аргумент в пользу существования С. п. выдвинули А. Эйнштейн (A. Einstein), Б. Подольский (B. Podolsky) и Н. Розен (N. Rosen) в 1935 (т. и. *«Эйнштейн — Подольского — Розена парадокс»*), сущность к-рого в том, что нек-рые характеристики квантовых частиц (в частности, проекция спина) можно измерять, не подвергая частицы силовому воздействию. Новым стимулом к эксперим. проверке парадокса Эйнштейна — Подольского — Розена стали доказательства в 1951 *«Велла неравенства»* [2], к-рые дали возможность прямой эксперим.

верки гипотезы о С. п. Эти неравенства демонстрируют отличие предсказаний квантовой механики от любых теорий С. п., не допускаящих существования физ. процессов, распространяющихся со сверхсветовой скоростью. Поставленные в ряде лабораторий мира эксперименты подтвердили предсказания квантовой механики о существовании более сильных корреляций между частями, чем предсказывают любые локальные теории С. п. Согласно этим теориям, результаты эксперимента, проведённого над одной из частей, определяются только самими этими экспериментом и не зависят от результатов эксперимента, к-рый может проводиться над др. частями, не связанной с первой силовыми взаимодействиями.

Лит.: 1) Сайберн А. Квантовая механика и физика элементарных частиц, пер. с англ., М., 1989; 2) Грив А. А., Неравенства Белла и экспериментальная проверка квантовых корреляций на макроскопических расстояниях, *«УФН»*, 1984, т. 142, с. 619; 3) Спасский В. И., Москоцкий В. А., В. О. Мелюкшин в квантовой физике, «УФН», 1984, т. 142, с. 589; 4) Вом Д. О возможности интерпретации квантовой механики на основе представлений о «скрытых» параметрах, в сб.: Вопросы причинности в квантовой механике, М., 1955, об. 1.

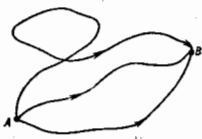
Г. Я. Мясин.

СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ — совокупность явлений, обусловленных квантовой интерференцией электронов проводимости в проводниках с металлич. типом проводимости, т. е. обладающих остаточной проводимостью (см. *«Металлы»*). Эффекты С. л. универсальны и проявляются в любых *неупорядоченных системах* — *слабоупорядоченных полупроводниках*, *металлах*, *стёклах* (см. *«Аморфные металлы»*), *системах с думерным электронным газом*, тонких металлах, плёнках и т. д. При темп-рах, столь низких, что сопротивление проводника определяется рассеянием электронов на случайном потенциале, создаваемом, напр., хвостаческими расположенными примесями (см. *«Рассеяние носителей заряда»*), квантовая интерференция приводит к поправкам к классич. электропроводности. Последнюю рассчитывают на основе *кинетической уравнения Больцмана*, при выводе к-рого предполагается, что между соударениями электрон движется по классич. траектории и рассеяние на разл. центрах происходит независимо. К С. л. приводит изменение скорости диффузии электронов за счёт интерференции электронных волн, многократно рассеиваемых *дефектами* кристаллич. решетки.

Происхождение термина «С. л.» объясняется тем, что интерференц. явления можно интерпретировать как предельный адиабатический *переход металла — диэлектрика*, при к-ром благодаря достаточно сильному беспорядку происходит полная локализация электронных волн (см. *«Андерсоновская локализация»*). Вдали от перехода квантовые поправки малы по параметру l/λ , где λ — длина волны электрона, l — длина его свободного пробега. Однако во мн. случаях именно они определяют нетривиальную зависимость проводимости от магн. поля H , темп-ры T , частоты ω перемен. полей и размерности d образца.

Квантовые интерференционные поправки. Полное вычисление поправок производится с помощью методов *квантовой теории поля*. Однако их происхождение и осн. свойства можно понять на основе следствующих рассуждений. Рассмотрим проводник, в к-ром $l \gg \lambda$, и предположим, что за время t электрон, испытывая рассеяние на примесях, переходит из точки A в точку B . При этом он может пройти по разным путям (рис.). Согласно общим принципам квантовой механики, вероятность такого процесса W определяется выражением:

$$W = \left| \sum_i A_i \right|^2 = \sum_i |A_i|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j^* \quad (1)$$



Здесь A_i — амплитуда вероятности движения электронов вдоль i -го пути. Первое слагаемое в (1) описывает сумму вероятностей прохождения каждого пути, а второе — интерференцию разных амплитуд. Интерференция большинства амплитуд не даёт вклад в W , т. к. их фазы пропорциональны длине траектории и при суммировании взаимно погашаются. Исключение составляет траектория с самопересечением. Каждой такой траектории можно сопоставить две амплитуды A_1 и A_2 , отвечающие разл. направлениям обхода замкнутой петли. Эти две амплитуды когерентны друг другу, и поэтому их интерференция нельзя пренебречь: $A_1 A_2^* + A_2 A_1^* = 2|A_i|^2$. Пренебрежение интерференцией отвечает классич. описанию (ур-ние Больцмана), а её учёт приводит к возникновению квантовых поправок.

Влияние квантовых поправок на электропроводимость. Относит. величина вклада поправок в проводимость $\Delta\sigma$ (она всегда отрицательна) пропорциональна вероятности самопересечения лучевой трубки с сечением λ^d при диффузии за время τ_p полного разрушения когерентности (собоя фазы) из-за неупругих процессов или из-за рассеяния с переворотом спина. Оценка $\Delta\sigma$, полученная из приведенных рассуждений, по порядку величины совпадает с результатами точного расчёта и определяется выражением:

$$\Delta\sigma = -\frac{e^2}{\lambda} \begin{cases} L_p, & d=1, \\ \ln L_p/l, & d=2, \\ \text{const} \cdot L_p^{-1}, & d=3. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $L_p = \sqrt{D\tau_p}$, D — коэф. классич. диффузии. Из (2) видно, что $\Delta\sigma$ хотя и мала по параметру λ/l , но определяет сингулярные зависимости проводимости от темп-ры ($\tau_p \propto T^{-1}$) или частоты поля (при $\omega\tau \gg 1$, τ следует заменить на ω^{-1}).

Влияние неупругого рассеяния. Если доминирующим процессом собоя фазы является неупругое рассеяние, то τ_p растёт с понижением T и всё большее число петлеобразных участков траекторий с размерами $L \leq L_p$ даёт вклад в $\Delta\sigma$. При этом абсолютная величина $\Delta\sigma$ увеличивается, а сама проводимость уменьшается согласно (2). Этим, в частности, объясняется появление минимума на температурной зависимости сопротивления металлов, плёнок и вырожденных полупроводников. Рост сопротивления при понижении T — результат совместного проявления поправок равной природы, возникающих как за счёт эффектов С. д., так и межэлектронного взаимодействия.

Во внеш. магн. поле амплитуды A_1 и A_2 приобретают дополнит. фазовый множитель $\exp(\pm i\Phi/\Phi_0)$, где Φ — поток магн. поля через замкнутую петлю, $\Phi_0 = ehc/l$ — квант магн. потока, \pm соответствует разл. направлениям обхода петли. В результате у интерферирующих амплитуд возникает разность фаз $\Delta\Phi_M = 2\pi\Phi/\Phi_0$. Появление $\Delta\Phi_M$ приводит к разрушению когерентности и уменьшению $|\Delta\sigma|$, т. е. к увеличению проводимости. Экспериментально это явление наблюдалось в виде отрицат. магнетосопротивления в слабом магн. поле. Лит.: Ларсен А. И., Хеллманн В. и Э. Е., Андерсоновская локализация и аномальное магнетосопротивление при низких температурах, «УФН», 1982, т. 136, № 3, с. 536; Altshuler В. L., Aronov А. G., Electron-electron interaction in disordered conductors, в кн.: Electron-electron interaction in disordered systems, ed. by A. L. Efros, M. Pollak, Ann., 1985; Sharvin Yu. V., Sharvin D. Yu., Weak electron localization and magnetoresistance oscillations of cylindrical normal metal films, в кн.: Low temperature physics advances in science and technology in the USSR (IST), Physics Series, ed. A. S. Borovik-Romanov, MIR Publishers, Moscow, 1985, p. 240; Aronov А. А., Основы теории металлов, М., 1987; Altshuler В. L. и др., Quantum effects in disordered metal films, «Физ. Сб. Rev. Ser. A Phys. Rev.», 1987, v. 9, p. 223.

СЛАВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ — совокупность явлений, происходящих в слабосвязанных сверхпроводящих системах (неоднородных сверхпроводящих струк-

турах), содержащих узкие (в направлении протекания тока) области либо области, у к-рых сверхпроводимость отсутствует или сильно подавлена. Термин «С. с.» введён Ф. Андерсоном (Ph. Anderson, 1964), т. к. критический ток и критическое магнитное поле в слабосвязанных сверхпроводниках значительно меньше, чем в обычных. С. с. наблюдается в туннельных контактах [два сверхпроводника разделены тонкой (~ 10 Å) диэлектрич. прослойкой], контактах с прослойкой из нормального (несверхпроводящего) металла и полупроводника, сверхпроводящих мостиках с сужением, точечных контактах, гранулах сверхпроводников, состоящих из большого числа джозефсоновских контактов (рис. 1).

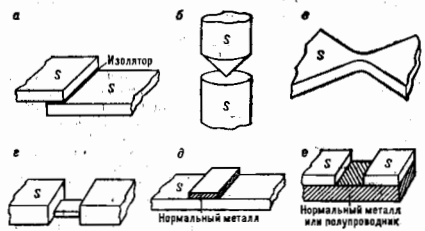


Рис. 1. Слабосвязанные сверхпроводники различных типов: а — туннельный джозефсоновский контакт; б — точечный контакт; в — мостик переменной толщины; г — плёнка из сверхпроводника с узкой полоской нормального металла; е — две близко расположенные плёнки, нанесённые на плёнку из нормального полупроводника.

Впервые С. с. наблюдали в туннельных контактах. В таких структурах электроны могут проходить через диэлектрич. барьер (см. Туннельный эффект), что приводит к возникновению одночастичного туннельного тока (одночастичное туннелирование и в). Резкие изменения одночастичного тока, связанные с особенностями в плотности состояний сверхпроводников, проявляются на вольт-амперной характеристике (ВАХ) при напряжениях на контакте $eV = \Delta_1 \pm \Delta_2$ и $eV = |\Delta_1 - \Delta_2|$, где Δ_1 , Δ_2 — значения сверхпроводящих щелей двух разл. сверхпроводников, образующих контакт (рис. 2).

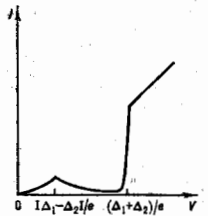


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика туннельного контакта в случае одночастичного тока.

Наиб. интерес в С. с. представляет открытие Б. Джозефсона (В. Josephson) в 1962 протекание слабого тока без падения напряжения в туннельных контактах (сверхпроводящий ток куперовских пар, стационарный Джозефсонов эффект). Макс. ток, к-рый может проходить через туннельный контакт, когда напряжение на нём $V = 0$, назв. критич. током контакта I_c . Полный ток через контакт $I = I_c \sin \phi$, где ϕ — джозефсоновская фаза. Если к контакту прикладывается напряжение $V \neq 0$, то ток куперовских пар становится перемен-

ным и осциллирует с частотой ω , связанной с напряжением V соотношением Джозефсона $\omega = 2eV/\hbar$ (не-стационарный эффект Джозефсона). Такой перем. ток приводит либо к генерации излучения на контакте, либо к появлению ступенек на ВАХ при облучении джозефсоновского контакта СВЧ-излучением.

Необычно происходит изменение критич. тока туннельного контакта I_c при приложении магн. поля H . Если ширина контакта L мала (L по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения $\lambda_J = c\Phi_0/8\pi d_1 d_2 v$, где d_1, d_2 — плотности критич. тока; d — толщина области, в к-рую проникает маг. поле; Φ_0 — квант магнитного потока), то поле H проникает в область контакта однородно, а зависимость критич. тока от приложенного магн. поля описывается ф-цией, характерной для Фраунгоферовой дифракц. картины:

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|,$$

где $\Phi = HLD$. Если напряжение отлично от нуля, то в присутствии магн. поля в контакте могут распро-

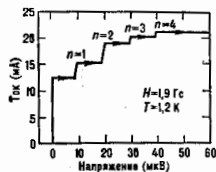


Рис. 3. Типичная картина ступеней Физе на контакте Sn — SnO₂ — Sn при наложении магнитного поля.

гут распространяться вдоль плоскости контакта под действием тока. На с. с. (из-за малости критич. параметров) сильно влияют флуктуации, к-рые приводит к двум эффектам. Случайные изменения вдоль плоскости контакта джозефсоновской фазы или плотности критич. тока, связанные с локальными неоднородностями туннельного контакта (структурные флуктуации), приводят к искажению Фраунгоферовой зависимости критич. тока от магн. поля. С др. стороны, на контакте может возникнуть разность потенциалов при токе, меньшем критического, связанная со случайным изменением джозефсоновской фазы во времени. Вероятность таких скачков фазы возрастает с увеличением темп-ры, но при низких темп-рах возможно макроскопич. квантовое туннелирование (существует ненулевая вероятность изменения джозефсоновской фазы со временем при $T \rightarrow 0$).

Рассмотренные эффекты могут проявляться во всех слабосвязанных системах. Кроме того, в нек-рых структурах возникают и др. явления. Так, для контактов с прослойкой из нормального металла возможна несинусоидальная зависимость джозефсоновского тока I от ф.

В структурах с непосредств. сверхпроводимостью (рис. 1, б — з), в отличие от обычного туннельного контакта, малость джозефсоновского тока определяется не слабой проницаемостью диэлектрик. барьера (для куперовских пар), а возрастанием плотности тока в области слабой связи (рис. 1, б — з) либо нарушением корреляции электронов в нормальном металле (рис. 1, д, е). В таких структурах наблюдается неравновесная с. с., обусловленная изменением ф-ции распределения электронов по энергиям. Это приводит к возрастанию критич. тока слабосвязанных систем в СВЧ-поле и к избыточному току при больших напряжениях (ВАХ систем отличается от закона Ома, $I = I_{c0} + V/R$, где I_{c0} — избыточный ток, R — сопротивление контакта в нормальном состоянии). В контактах с полупроводниковой прослойкой возможно изменение критич. параметров, связанных с изменением туннельной прозрачности

барьера. На прозрачность барьера сильно влияют концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике, к-рую можно изменять как введением примесей, так и с помощью освещения образца. Кроме того, критич. ток I_c может возрастать из-за прохождения куперовских пар по эфлуктуад. каналам — областям с локально пониженным потенц. барьером, а также из-за резонансного туннелирования (резкое возрастание прозрачности барьера при прохождении куперовских пар по цепочкам периодически расположенных локализ. центров).

Разнообразие эффектов позволяет использовать с. с. как для фаз. исследований (определение сверхпроводящей щели по ВАХ одночастотного тока, исследование неоднородности и т.д.), так и для практич. применений (сверхпроводящие преобразов. излучения, *скайды* и т.д.).

Лит.: Асламазов Л. Г., Губанов В. Н., Слабая сверхпроводимость. М., 1982; Варона А., Шатерно Д., Эффект Джозефсона: физика и приложения, пер. с англ., М., 1984; Ли и др. в к. Б. К., Введение в динамику джозефсоновских переходов. М., 1985.

СЛАБАЯ ФОКУСИРОВКА — фокусировка частиц в ускорителе, при к-рой за один оборот частица совершает n с. ф. одного бокового (поперечного) колебания. К с. ф. относится, напр., фокусировка частиц магн. полем с пост. током.

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — одно из четырех известных фундам. взаимодействий между элементарными частицами. С. в. значительно слабее сильного и эл.-магн. взаимодействий, но гораздо сильнее гравитационного. В 80-х гг. установлено, что слабое и эл.-магн. взаимодействия — разл. проявления единого электро-слабого взаимодействия.

Об интенсивности взаимодействий можно судить по скорости процессов, к-рые оно вызывает. Обычно сравнивают между собой скорости процессов при энергиях ~ 1 ГэВ, характерных для физики элементарных частиц. При таких энергиях процесс, обусловленный сильным взаимодействием, происходит за время $\sim 10^{-24}$ с, эл.-магн. процесс за время $\sim 10^{-18}$ с, характерное же время процессов, происходящих за счёт с. в. (слабых процессов), гораздо больше: $\sim 10^{-12}$ с, так что в мире элементарных частиц слабые процессы протекают чрезвычайно медленно.

Другая характеристика взаимодействия — длина свободного пробега частицы в веществе. Сильно взаимодействующие частицы (адроны) можно задержать железной плитой толщиной в неск. десятков см, тогда как нейтрино, обладающее лишь с. в., проходило бы, не испытав ни одного столкновения, через железную плиту толщиной порядка миллиарда км. Ещё более слабым является гравитат. взаимодействие, сила к-рого при энергии ~ 1 ГэВ в 10^{24} раз меньше, чем у с. в. Однако обычно роль гравитат. взаимодействия гораздо заметнее роли с. в. Это связано с тем, что гравитат. взаимодействие, как и электромагнитное, имеет бесконечно большой радиус действия; поэтому, напр., на тела, находящиеся на поверхности Земли, действует гравитат. притяжение всех атомов, из к-рых состоит Земля. Слабое же взаимодействие обладает очень малым радиусом действия: ок. $2 \cdot 10^{-18}$ см (что на три порядка меньше радиуса сильного взаимодействия). Вследствие этого, напр., с. в. между ядрами двух соседних атомов, находящихся на расстоянии 10^{-8} см, ничтожно мало, несравнимо слабее не только электромагнитного, но и гравитат. взаимодействий между ними.

Однако, несмотря на малую величину и короткодействие, с. в. играет очень важную роль в природе. Так, если бы удалось «выключить» с. в., то погасло бы Солнце, поскольку был бы невозможен процесс превращения протона в нейтрон, позитрон и нейтрино, в результате к-рого четыре протона превращаются в ⁴He, два позитрона и два нейтрино. Этот процесс служит осн. источником энергии Солнца и большинства звезд (см. *Водородный цикл*). Процессом с. в. с участием нейтрино вообще исключительно важны в эво-

лучи звезд, т. к. обуславливают потери энергии очень горячими звездами, во взрывах сверхновых звезд с облучением пульсаров и т. д. Если бы не было С. в., были бы стабильны и широко распространены в обычном веществе мюоны, л-мезоны, странные и очарованные частицы, к-рые распадаются в результате С. в. Столь большая роль С. в. связана с тем, что оно не подчиняется ряду запретов, характерных для сильного и эл.-магн. взаимодействий. В частности, С. в. превращает заряженные лептоны в нейтрино, а кварки одного типа (аромата) в кварки др. типов.

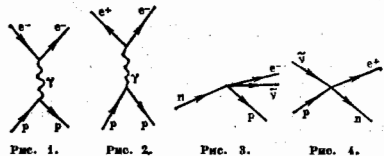
Интенсивность слабых процессов быстро растёт с ростом энергии. Так, *бета-распад нейтрона*, энерговыделение в к-ром мало (~ 1 МэВ), длится ок. 10^8 с, что в 10^{13} раз больше, чем время жизни Λ -гиперона, энерговыделение при распаде к-рого составляет ~ 100 МэВ. Сечение взаимодействия с нуклонами для нейтрино с энергией ~ 100 ГэВ втрое в миллион раз больше, чем для нейтрино с энергией ~ 1 МэВ. По теоретич. предположениям, рост сечения продлится до энергий порядка носк. сотен ГэВ (в системе центра инерции сталкивающихся частиц). При этих энергиях и при больших передачах импульсов проявляются эффекты, связанные с существованием *промежуточных векторных бозонов* W^{\pm} , Z^0 . На расстояниях между сталкивающимися частицами, много меньших $2 \cdot 10^{-16}$ см (комптоновской длины волны промежуточных бозонов), С. в. и эл.-магн. взаимодействия имеют практически одинаковую интенсивность.

Наиб. распространённый процесс, обусловленный С. в. — *бета-распад* радиоактивных атомных ядер. В 1934 Э. Ферми (E. Fermi) построил теорию β -распада, к-рая с нек-рыми существ. модификациями легла в основу последующей теории т. я. универсального локального четырёхфермионного С. в. (взаимодействия Ферми). Согласно теории Ферми, электрон и нейтрино (точнее, антинейтрино), вылетающие из β -радиоактивного ядра, не находились в нём до этого, а возникли в момент распада. Это явление аналогично испусканию фотонов низкой энергии (видимого света) возбуждёнными атомами или фотонам высокой энергии (γ -квантам) возбуждёнными ядрами. Причиной таких процессов является взаимодействие электрич. зарядов частиц с эл.-магн. полем: движущаяся заряженная частица создаёт электромагнитный ток, к-рый возмущает эл.-магн. поле; в результате взаимодействия частица передаёт энергию квантам этого поля — фотонам. Взаимодействие фотонов с эл.-магн. током описывается выражением $e\vec{j}_{эм} A$. Здесь e — элементарный электрич. заряд, являющийся константой эл.-магн. взаимодействия (см. *Константа взаимодействия*), A — оператор фотонного поля (т. е. оператор рождения и уничтожения фотона), $\vec{j}_{эм}$ — оператор плотности эл.-магн. тока. (Часто в выражении для эл.-магн. тока включают также множитель e .) В $\vec{j}_{эм}$ дают вклад все заряд. частицы. Напр., слабые, отвечающие электрону, имеет вид: $\vec{j}_e = \psi \vec{\alpha} \psi$ — оператор уничтожения электрона или рождения позитрона, а ψ — оператор рождения электрона или уничтожения позитрона. [Выше для упрощения не показано, что $\vec{j}_{эм}$ так же как A , является четырёхфермионным вектором. Более точно, вместо \vec{j}_e следует писать совокупность четырёх выражений $\vec{j}_e, \vec{j}_e^c, \vec{j}_\nu, \vec{j}_\nu^c$, где \vec{j}_ν — *Дирака матрица*, $\mu = 0, 1, 2, 3$. Каждое из этих выражений умножается на соответствующую компоненту четырёхмерного вектора A_μ .]

Взаимодействие $e\vec{j}_e A$ описывает не только испускание и поглощение фотонов электронами и позитронами, но и такие процессы, как рождение фотонами электрон-позитронных пар (см. *Рождение пар*) или аннигиляция этих пар в фотоны. Обмен фотоном между двумя заряд. частицами приводит к взаимодействию их друг с другом. В результате возникает, напр., рассеяние фотонами протоном, к-рое схематически изображается *Фейнмана диаграммой*, представленной на рис. 1. При переходе

протона в ядре с одного уровня на другой это же взаимодействие может привести к рождению электрон-позитронной пары (рис. 2).

Теория β -распада Ферми по существу аналогична теории эл.-магн. процессов. Ферми положил в основу теории взаимодействие двух «слабых токов» (см. *Ток в квантовой теории поля*), но взаимодействующих между собой не на расстояниях путём обмена частицей — квантом поля (фотоном) в случае эл.-магн. взаимодействия), а контактно. Это взаимодействие между четырьмя фермионными полями (четырьмя фермионами ψ, ψ^c, e и нейтрино ν) в совр. обозначениях имеет вид: $(G_F/\sqrt{2}) \bar{\psi} \psi^c \psi^c \psi$. Здесь G_F — константа Ферми, или константа слабого четырёхфермионного взаимодействия, эксперим. значение к-рой $G_F \approx 10^{-48}$ эрг·см³ (величина $G_F/\hbar c$ имеет размерность квадрата длины, и в единицах $\hbar c = 1$ константа $G_F \approx 10^{-5}/M^2$, где M — масса протона), $\bar{\psi}$ — оператор рождения протона (уничтожения антипротона), ψ — оператор уничтожения нейтрона (рождения антинейтрона), e — оператор рождения электрона (уничтожения позитрона), ν — оператор уничтожения нейтрино (рождения антинейтрино). (Здесь и в дальнейшем операторы рождения и уничтожения частиц



обозначены символами соответствующих частиц, набранными полужирным шрифтом). Ток $\bar{\psi} \psi$, переводящий нейтрон в протон, получил впоследствии название нуклонного, а ток $e \bar{\psi} \psi$ — лептонного. Ферми постулировал, что, подобно эл.-магн. току, слабые токи также являются четырёхмерными векторами: $\vec{j}_e, \vec{j}_\nu, \vec{j}_e^c, \vec{j}_\nu^c$. Поэтому взаимодействие Ферми наз. векторным.

Подобно рождению электрон-позитронной пары (рис. 2), β -распад нейтрона может быть описан похожей диаграммой (рис. 3) [актив. частицы помечены знаком «льда» (\sim) над символами соответствующих частиц]. Взаимодействие лептонного и нуклонного токов должно приводить и к др. процессам, напр. к реакции $\bar{\nu} + \bar{p} \rightarrow e^+ + \bar{n}$ (рис. 4), к аннигиляции пар $p + \bar{n} \rightarrow e^+ + \bar{\nu}$ (рис. 5) и $\bar{p} + n \rightarrow e^- + \bar{\nu}$ и т. д.

Существ. отличием слабых токов \vec{j}_e и \vec{j}_ν от электромагнитного является то, что слабый ток меняет заряд частиц, в то время как эл.-магн. ток не меняет: слабый ток превращает нейтрон в протон, электрон в нейтрино, а электромагнитный оставляет протон протоном, а электрон электроном. Поэтому слабые токи \vec{j}_e и \vec{j}_ν наз. *заряженными токами*. Согласно такой терминологии, обычный эл.-магн. ток $e \bar{\psi} \psi$ является *нейтральным током*.

Теория Ферми опирается на результаты исследований в трёх разл. областях: 1) эксперим. исследования собственно С. в. (β -распад), приведшие к гипотезе о существовании нейтрино; 2) эксперим. исследования сильного взаимодействия (ядерные реакции), приведшие к открытию протонов и нейтронов и к пониманию того, что ядра состоят из этих частиц; 3) эксперим. и теоретич. исследования эл.-магн. взаимодействия, в результате к-рых был заложен фундамент квантовой теории поля. Дальнейшее развитие физики элементарных частиц неоднократно подтверждало плодотворную взаимозависимость исследований сильного, слабого и эл.-магн. взаимодействий.

Теория универсального четырёхфермионного С. в. отличается от теории Ферми в ряде существенных пунктов. Эти отличия, установленные за последующие годы в результате изучения элементарных частиц, сводятся к следующему.

Слабые токи, к-рые у Ферми были векторными, представляют собой сумму векторного тока V и аксиального тока A . При преобразованиях Лоренца токи V и A ведут себя одинаково, подобно обычным четырёхмерным векторам. Однако при зеркальных отражениях (пространственной инверсии) их поведение различно, т. е. они обладают различной пространственной чётностью P . В результате слабый ток не обладает определённой чётностью. Это его свойство отражает несохранение чётности в С. в. Токи V и A отражаются также зеркальной чётностью C .

Гипотеза о том, что С. в. не сохраняется чётно, была выдвинута Ли Цзундао (Lee Tsung-Dao) и Янг Чженьнином (Yang Chen Ning) в 1956 при теоретич. исследовании распада K -мезонов; вскоре несохранение P - и C -чётностей было обнаружено экспериментально в β -распадах ядер [Бу Чэньшун (Wu Chien-Shung) с сотрудниками], в распаде мюона [Р. Гарви (R. Garwin), Л. Ледерман (L. Lederman), В. Теледжи (V. Telegdi), Дж. Фридман (J. Friedman) и др.] и в распадах др. частиц.

Обобщая огромный эксперим. материал, М. Гелл-Манн (M. Gell-Mann), Р. Фейнман (R. Feynman), Р. Маршак (H. Marshak) и Э. Сударшан (E. Sudarshan) в 1957 предложили теорию универсального С. в. — т. н. $V-A$ теорию. В формулировке, основанной на кварковой структуре адронов, эта теория заключается в том, что полный слабый заряженный ток J_{μ} является суммой лептонных и кварковых токов, причём каждый из этих элементарных токов содержит одну и ту же комбинацию дираковских матриц: $\gamma_{\mu}(1 + \gamma_5)$.

Как выяснилось впоследствии, заряд лептонный ток, представленный в теории Ферми одним членом $e\nu$, является суммой трёх слагаемых:

$$e\nu_e + \bar{\nu}_{\mu} + \bar{\nu}_{\tau},$$

причём каждый из известных заряд. лептонов (электрон, мюон и таежий лептон τ) входит в заряд. ток со своим нейтрино.

Заряд. адронный ток, представленный в теории Ферми членом \bar{p} , является суммой кварковых токов. К 1932 известно пять типов кварков [d , s , b с электрич. зарядом (в единицах e) $Q = -1/3$ и u , c с $Q = +2/3$], из к-рых построены все известные адроны, и предполагается существование шестого кварка (t с $Q = +2/3$). Заряженные кварковые токи, так же как и лептонные токи, обычно записывают в виде суммы трёх слагаемых:

$$\bar{u}d' + \bar{c}s' + \bar{t}b'.$$

Однако здесь d' , s' и b' являются линейными комбинациями операторов d , s , b , так что кварковый заряженный ток состоит из девяти слагаемых. Каждый из токов ($e\nu_e$, $\bar{\nu}_{\mu}$, $\bar{\nu}_{\tau}$, $\bar{u}d'$, $\bar{c}s'$ и $\bar{t}b'$) является суммой векторного и аксиального токов с коэффициентами, равными единице.

Коэффициенты девяти заряженных кварковых токов обычно представляют в виде матрицы 3×3 , к-рая параметризуется тремя углами и фазовым множителем, характеризующим нарушение CP -инвариантности в слабых распадах. Эта матрица получила назв. матрицы Кобаяши — Маскавы (M. Kobayashi, T. Maskawa). Лагранжиан С. в. заряженных токов имеет вид:

$$L_{\text{вт}} = (G_F/\sqrt{2}) j_{\mu}^{\dagger} j^{\mu},$$

где j^{\dagger} — ток, сопряжённый $j_{\mu}(e\nu_e - \bar{\nu}_e e, \bar{u}d' + \bar{c}s' + \bar{t}b')$ и т. д.). Такие взаимодействия заряженных токов

количественно описывает огромное число слабых процессов: лептонных ($\mu \rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}$, $\tau \rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\tau}$, $\nu_e + e^{-} \rightarrow e^{-} + \nu_e$ и т. д.), полулептонных ($p \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e$, $\Lambda \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e$, $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$ и т. д.) и нелептонных ($K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^{-}$, $D^{\pm} \rightarrow K^{\pm} + \pi^{\pm} + \pi^{\pm}$ и т. д.). Многие из этих процессов были открыты после 1957. За этот период были открыты

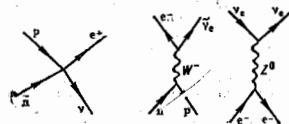


Рис. 5.

Рис. 6.

Рис. 7.

также два принципиально новых явления: нарушение CP -инвариантности и нейтральные токи.

Нарушение CP -инвариантности было обнаружено в 1964 в эксперименте Дж. Кристенсона (J. Christenson), Дж. Кроуина (J. Cronin), В. Фитча (V. Fitch) и Р. Тёрли (R. Turley), к-рые наблюдали распад долгоживущих K^0 -мезонов (K^0) на два π -мезона. Позднее нарушение CP -инвариантности наблюдалось также в полулептонных распадах K^0 . Для выяснения природы CP -инвариантного взаимодействия было бы крайне важным найти к.л. CP -нейтральный процесс в распадах или взаимодействиях др. частиц. В частности, большой интерес представляют поиски дипольного момента нейтрона (наличие к-рого означало бы нарушение инвариантности относительно обращения времени, а следовательно, согласно теореме CPT , и CP -инвариантности).

Существование нейтральных токов было предсказано единой теорией слабого и эл.-магн. взаимодействия, созданной в 60-х гг. Ш. Глоушо (Sh. Glashow), С. Вайнбергом (S. Weinberg), А. Саламом (A. Salam) и др. и позднее получившей назв. стандартной теории электро-слабого взаимодействия. Согласно этой теории, С. в. не является контактным взаимодействием токов, а происходит путём обмена промежуточными векторными бозонами (W^{\pm} , W^0 , Z^0) — массивными частицами со спином 1. При этом W^{\pm} -бозоны осуществляют взаимодействия заряж. токов (рис. 6), а Z^0 -бозоны — нейтральных (рис. 7). В стандартной теории три промежуточных бозона и фотон являются квантами векторных, т. н. калибровочных полей, выступающими при асимптотически больших передачах четырёхмерного импульса ($q \gg m_{\nu}$, m_Z , где m_{ν} , m_Z — массы W - и Z -бозонов в энергетич. единицах) совершенно равноправно. Нейтральные токи были обнаружены в 1973 во взаимодействии нейтрино и антинейтрино с нуклонами. Позднее были найдены процессы рассеяния мюонного нейтрино на электроны, а также эффекты несохранения чётности во взаимодействиях электронов с нуклонами, обусловленные электронными нейтральными током νe (эти эффекты впервые наблюдались в опытах по несохранению чётности при атомных переходах, проведённых в Новосибирске Л. М. Барковым и М. С. Золоторых, а также в экспериментах по рассеянию электронов на протонах и дейтронах в США).

Взаимодействие нейтральных токов описывается соответствующим членом в лагранжиане С. в.:

$$L_{\text{нт}} = (G_F/\sqrt{2}) j_{\mu}^{\dagger} j^{\mu},$$

где ρ — безразмерный параметр. В стандартной теории $\rho = 1$ (эксперим. значение ρ совпадает с 1 в пределах одного процента эксперим. точности и точности расчёта радиационных поправок). Полный слабый нейтральный ток содержит вклады всех лептонов и всех кварков:

взаимодействия, так и группа $SU(3)$ сильного взаимодействия являются подгруппами единой группы, характеризующейся единой константой малобронового взаимодействия. В ещё более фундам. моделях эти взаимодействия объединяются с гравитационными (т. е. суперобъединение).

Лит.: Ву Ц. С., Мохновский С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; Вайнберг С., Единая теория взаимодействия элементарных частиц, пер. с англ., «УОН», 1976, т. 118, в. 3, с. 505; Тейлор Дж., Каплирование теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978; На пути к единой теории поля. Сб. ст., переводы, М., 1980; Окуни Л. Б., Лептон и кварки, 2 изд., М., 1980. Л. Б. Окуни.

СЛАБЫЙ ГИПЕРЗАРЯД — см. Гиперзаряд.

СЛАБЫЙ ИЗОСПИН — см. Изотопический спин.

СЛАБЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ — существование в антиферромагнетиках спонтанного ферромагн. момента M_0 , величина к-рого мала по сравнению с намагниченностью подрешёток. С. ф. существует у большого числа антиферромагнетиков; наблюдается в природных кристаллах гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) задолго до того, как было открыто явление антиферромагнетизма [1]. Долгое время считалось, что наблюдаемый ферромагнетизм обусловлен примесями других, ферромагн. окислов железа, пока это явление не было обнаружено в химических чистых образцах NiF_2 [2] (см. табл.), MnCO_3 и CoSO_4 [3]. После того были построены термодинамич. теория С. ф. в антиферромагнетиках (И. Е. Дэйлоушский, 1957, [4]).

Вещства со С. ф. обнаруживают характерную магн. анизотропию. СФМ направлено либо вдоль одной выделенной кристаллограф. направления, либо в плоскости, перпендикулярной гл. оси тригональных или гексагональных кристаллов (базисная плоскость). Типичные кривые намагничивания показаны на рис. 1

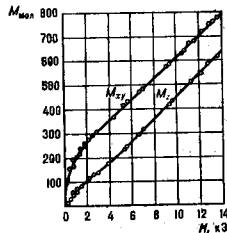


Рис. 1. Зависимость молярной магнитной восприимчивости M_{mag} монокристалла MnCO_3 от внешнего поля H , приложенного вдоль тригональной оси Oz (M_z) и перпендикулярно ей (M_{xy}) при $T = 4,2\text{K}$.

на примере MnCO_3 . При любом направлении магн. поля H в базисной плоскости xy возникает параллельная ему намагниченность M_{xy} , к-рая зависит от H (начиная с полей ~ 1 кО) по закону:

$$M_{xy} = \sigma_D + \chi_{xy} H, \quad (1)$$

где $\sigma_D = \chi_{xy} H_D$ — величина СФМ, χ_{xy} — магн. восприимчивость в плоскости xy , H_D — эфф. поле Дэйлоуши и Кого. Если вектор H направлен перпендикулярно базисной плоскости (вдоль оси Oz), то

$$M_z = \chi_z H. \quad (2)$$

Величина σ_D составляет небольшую долю от намагниченности подрешёток M_n (n — номер подрешётки). Температурная зависимость $\sigma_D(T)$ (рис. 2) аналогична $M_n(T)$, если в веществе при изменении T не происходит перехода на одной антиферромагн. структуры (АС) в другую. Для температурной зависимости $\chi_{xy}(T)$ характерно наличие острого максимума в Неллс точке ($T = T_N$) (рис. 3).

С. ф. возникает в тех антиферромагнетиках, группа магнитной симметрии к-рых допускает одновременно как антиферромагн., так и ферромагн. упорядочение. Найденые все пространств. и точечные группы магн. симметрии, допускающие существование С. ф. [5, 6].

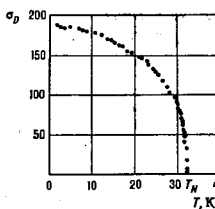


Рис. 2. Температурная зависимость σ_D для CoSO_4 (в единицах СГСМ на моль).

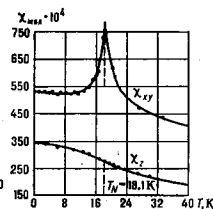


Рис. 3. Температурная зависимость молярной магнитной восприимчивости для CoSO_4 .

Термодинамическая теория С. ф. основана на разложении термодинамич. потенциала Φ по компонентам векторов антиферромагнетизма L и намагниченности M , являющихся линейными комбинациями M_n (напр., в двухподрешёточном антиферромагнетике $L = M_1 - M_2$, $M = M_1 + M_2$). Это разложение должно быть инвариантным относительно всех преобразований симметрии пространственной группы кристалла. Многие группы допускают в разложении Φ существование членов вида $L_i M_k$ ($i, k = x, y, z$). Их наличие приводит к тому, что при установлении антиферромагн. упорядочения с $L_i \neq 0$ возникает СФМ M_k , величина к-рого может быть рассчитана на ур-нии, получающихся при минимизации Φ . В случае тригональных структур, обладающих пространственной группой D_{3d}^4 ,

$$\Phi = \Phi_0 + (A/2)L^2 + (B/2)M^2 + (a/2)L_z^2 + (b/2)M_x^2 + d(L_x M_y - L_y M_x). \quad (3)$$

Коэффициенты при изотропных членах (A и B), обусловленные обменным взаимодействием, во много раз больше коэффициентов при анизотропных релятивистских членах (a, b, d). Коэф. B является осн. константой обменного взаимодействия, определяющей эффективное обменное магн. поле $H_x = BL/2$. Минимизация (3) при заданном значении L^2 даёт два решения:

- 1) $L \parallel Oz$ ($L_x = L_y = 0$) и $M = 0$ — такой магн. структурой обладает FeCO_3 и низкотемпературная модификация $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$;
- 2) $L \perp Oz$ и $M_x = (d/B)L_y$, $M_y = (d/B)L_x$, $M_z = 0$. При этом возникает СФМ

$$\sigma_D = \sqrt{M_x^2 + M_y^2} = (d/B)L. \quad (4)$$

Этот СФМ мал ввиду малости отношения d/B . Такой магн. структурой обладают MnCO_3 , CoSO_4 , NiCO_3 и высокотемпературная модификация $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Если включить в потенциал член с магн. полем, то минимизация Φ приводит к ф-лам (1) и (2), в к-рых $\chi_{xy} = 1/B$, а $\chi_z = 1/(B + b)$.

Вектор σ_D перпендикулярен L . Поэтому в веществе со С. ф. векторы намагниченности подрешёток не направлены строго антипараллельно, а отклоняются на небольшой угол $\varphi = H_x/H_z = 2d/B$ от оси антиферромагнетизма (рис. 4, а). В принципе возможен

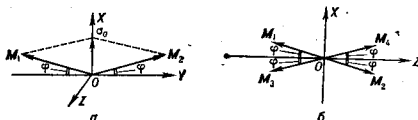


Рис. 4. Образование за счёт сдвига векторов намагниченности подрешёток M_n : а — слабого ферромагнетизма в двухподрешёточном антиферромагнетике; б — антиферромагнитной структуры с четырьмя средними подрешётками.

и продольный С. ф. благодаря различию величин векторов M_n строго антипараллельных подрешёток. Однако во всех известных случаях С. ф. $\sigma_d \perp L$. При перематризации вместе с σ_d должен менять знак и L , т. е. подрешётки должны поворачиваться на 180° .

Слагаемое $d(L_x M_y - L_y M_x)$ из (3) описывает Дзюлошского взаимодействие. Такого вида члены встречаются в ряде пространственных групп тригональных, тетрагональных и гексагональных сингионий. В некр-рых группах тетрагональных сингионий С. ф. описывается членом вида $d(L_x M_y + L_y M_x)$, а в ромбич. сингиониях — членом вида $d(L_x M_x + d_y L_y M_y)$. В моноклиновых сингиониях подобная сумма содержит четыре члена. В большинстве групп гексагональной и кубической сингионий С. ф. описывается членами шестого и четвёртого порядка по $L_i M_k$ [5].

Для антиферромагнетиков с четырьмя и более подрешётками существует векс. векторов L , описывающих разл. антиферромаг. структуры АС. Поэтому в выражение для потенциала Ф могут входить члены типа $L_{12} L_{34}$ (p, q — номера АС), к-рые приводят к возникновению С. ф. со скрещенными подрешётками, не обладающих С. ф. (рис. 4, б).

В микроскопической теории С. ф. рассматривают самый общий вид спинового замалтотона, удовлетворяющий симметрии данного кристалла:

$$\mathcal{H} = \sum_{\alpha, \beta, i, k} J_{ik}^{\alpha\beta} S_{\alpha i} S_{\beta k} + \sum_{\alpha, i} A_{\alpha i}^{\alpha} S_{\alpha i}^2 \quad (5)$$

Здесь $S_{\alpha i}$, $S_{\beta k}$ — операторы компонент спинов магн. ионов, расположенных в узлах α и β ; $J_{ik}^{\alpha\beta}$ — тензор, описывающий их взаимодействие; $A_{\alpha i}^{\alpha}$ — константа одноионной анизотропии. Первый член содержит как обычную изотропную часть ($i = k$), к-рая описывает обменное взаимодействие, так и анизотропную часть ($i \neq k$). Последняя описывает анизотропию, обусловленную межионным взаимодействием, а также С. ф. Ответственная за С. ф. часть гамилтониана может быть представлена в виде $d^{\alpha\beta} [S_{\alpha i} S_{\beta j}]$. Вектор Дзюлошского $d^{\alpha\beta}$ соответствует константе d в разложении (3). В рассмотренных выше тригональных кристаллах $d^{\alpha\beta}$ направлен параллельно оси Oz ($d = d_{zz}$).

Второй член описывает одноионную анизотропию, и обычно коэф. $A_{\alpha i}^{\alpha}$ не зависит от номера узла. Однако в некр-рых тетрагональных кристаллах ось симметрии в двух эквивалентных узлах элементарной ячейки повернута на 90° и соответственно $A_x^x = -A_y^y = -A_z^z = -A^A$. В этом случае С. ф. обусловлен не анизотропным обменом, а одноионной анизотропией.

Фазовые переходы. В отличие от обычных антиферромагнетиков, в антиферромагнетиках со С. ф. при $T > T_N$ магн. поле вызывает антиферромаг. упорядочение с вектором L , перпендикулярным приложенному полю. Подобно ферромагнетикам у антиферромагнетиков со С. ф. в магн. поле (параллельном С. ф. моменту) нет различия в магн. симметрии при темп-рах выше и ниже критической [9]. С этим обстоятельством связано возникновение показанного на рис. 3 цикла магн. восприимчивости.

В кристаллах, у к-рых симметрия допускает существование С. ф., наблюдается специфич. *магнитные фазовые переходы*. Во-первых, переходы, обусловленные изменением с темп-рой соотношения констант магн. анизотропии, приводящие к повороту L от одного кристаллографич. направления к другому. В результате такого поворота антиферромагнетик может перейти из состояния со С. ф. в чисто антиферромагн. состояние (переход Морина во α -Fe₂O₃) или в состояние, где С. ф. сохраняется, но происходит соответствующий поворот вектора СФМ. Подобные *ориентаци-*

онные фазовые переходы в некр-рых ортоферритах и ортохромитах происходит постепенно, и процесс перестройки ограничивает сверху и снизу по темп-ре двумя фазовыми переходами 2-го рода [7]. Во-вторых, наблюдаются фазовые переходы из чисто антиферромагн. состояния со С. ф. под действием магн. поля. Такие переходы происходят в легкосных антиферромагнетиках, если H приложено перпендикулярно лёгкой оси. Магн. поле вызывает поворот вектора L в плоскости, перпендикулярной H , и возникновение СФМ вдоль H . В четырёхпродольных антиферромагнетиках возможен индуцированный магн. полем переход 1-го рода в состояние со С. ф., сопровождающийся перестройкой АС.

В веществах, симметрия к-рых допускает существование С. ф., но анизотропия такова, что вещество переходит в чисто антиферромагн. состояние, в области влияния T_N могут наблюдаться аномалии в температурной зависимости восприимчивости, аналогичные показанной на рис. 3.

Свойства некоторых антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом

Соединения	Кристаллич. структура	T_N , К	H_E , кОэ	H_D , кОэ	$\Phi = H_D/H_E$
α -Fe ₂ O ₃	тригональная	950	8700	1,9	0,001
NiCO ₃	→	25	240	90	0,37
NiF ₂	тетрагональная ромбическая	73	280	1,8	0,006
ErFeO ₃		636	—	—	0,009

Лит.: 1) Smith I. The magnetic properties of hematite, «Phys. Rev.», 8, p. 724 (2) в «Reviews of Mod. Phys.», 3 (1931); 2) J. W. Magnetic anisotropy of NiF₂, «Phys. Rev.», 1954, v. 94, p. 1792; 3) Боровик-Романов А. С., Орлова М. П., Магнитные свойства карбонатов кобальта и марганца, «ЖЭТФ», 1956, в. 31, с. 579; 4) Дзюлошский И. Е., Термодинамическая теория «слабого» ферромагнетизма антиферромагнетиков, «ЖЭТФ», 1957, в. 32, с. 1547; 5) Туров Е. А., Обобщение свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; 6) Витс Р., Symmetry and magnetism, Amst., 1964; 7) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979; 8) Могила Т., Weak ferromagnetism, in: Magnetism, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, v. 1, N. Y., L., 1963; 9) Воротников В. А., С. С. Леонидов по низкоэнергетическому магнетизму, «Новосиб.», 1976.

СЛЕД (шпур) матрицы — сумма элементов гл. диагонали квадратной матрицы. Обозначается TrA или SpA. С. матрицы $A = \|a_{ij}\|$ порядка n есть $\text{Tr}A = \sum_{i=1}^n a_{ii}$.

Свойства С.: $\text{Tr}(A + B) = \text{Tr}A + \text{Tr}B$, $\text{Tr}(cA) = c\text{Tr}A$, $\text{Tr}A^T = \text{Tr}A$, $\text{Tr}(AB) = \text{Tr}(BA)$, $\text{Tr}(A \times B) = \text{Tr}A\text{Tr}B$, $\text{Tr}(A^T) = (\text{Tr}A)^*$. С. равен сумме всех собств. значений матрицы A , причём каждое собств. значение считается столько раз, какова его алгебраич. кратность.

СЛОЖЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЗАКОН — определяет связь между значениями скорости материальной точки по отношению к разл. системам отсчёта, движущимся друг относительно друга. В специальной теории относительности, когда рассматриваются скорости, малые по сравнению со скоростью света c , справедлив закон сложения скоростей Галлея:

$$u' = u - v, \quad (1)$$

где u и u' — скорости частицы в двух инерциальных системах отсчёта K и K' соответственно (система K' движется относительно K со скоростью v). Если скорости движения близки к c , то ф-ла (1) неприменима и справедлив С. с. в частной (специальной) относительности теории:

$$u_1' = \frac{u_1 - v}{1 - u_1 v/c^2}, \quad u_1 = \frac{u_1' \sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - u_1' v/c^2}, \quad (2)$$

где $u_1(u_1')$ и $u_1'(u_1)$ — проекции скорости частицы в системе отсчёта $K(K')$ на направления параллельные и

перпендикулярной к \vec{v} . В пределе $|u/c| \ll |v/c| \ll 1$ и $|v/c| \ll |u/c| \ll 1$ ф-лы (2) переходят в (1). В случае, когда скорости u и v параллельны, (2) переписывается в виде

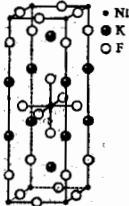
$$u' = \frac{u-v}{1-uv/c^2} \quad (3)$$

Из ф-лы (3), в частности, следует, что если $u = c$, то и $u' = c$ независимо от v , т. е. абс. величина скорости света не зависит от движения системы отсчёта. Тот же вывод справедлив, разумеется, и при произвольном направлении скоростей, когда надо пользоваться ф-лой (2).

В случае неравномерных относит. движений двух систем отсчёта, а также при наличии магнетизма (т. е. в случае общей теории относительности) все приведенные соотношения справедливы в локально отсутствующих инерциальных системах отсчёта K и K' , т. е. в таких бесконечно малых системах отсчёта, к-рые в данный момент и в данном месте неподвижны относительно рассматриваемых систем K и K' соответственно и в к-рых в этот момент нет сил ускорения и нет вращения и деформаций, т. е. они локально инерциальны.

Лит., см. при ст. *Относительности теория*. И. Д. Ноголин.

СЛОЙСТЫЕ МАГНЕТИКИ — кристаллич. вещества, в к-рых обменные взаимодействия внутри слоёв (плоскостей), содержащих магн. ионы, существенно превышают межслоистые обменные взаимодействия (энергии взаимодействий соответственно J_E и J'). Малость межслоистых взаимодействий обычно вынуждает относить удаленность магн. плоскостей друг от друга, а также типом магн. упорядочения. Так, в K_2NiF_4 кристаллич. решётка к-рого показана на рис., антиферромагн. обмен внутри плоскости и относительное расположение магн. слоёв приводят к ослаблению межслоистого магн. взаимодействия.



Кристаллическая структура соединения K_2NiF_4 .

В простейших моделях С. м. можно рассматривать как систему независимых двумерных (2D)-магнетиков. Различают след. типы внутрислоистого магн. упорядочения: а) гейзенберговский, б) $x-y$, или планарный, в) изинговский (см. *Двумерные решеточные модели*). Их реализация зависит от характера энергии сплюснтой магнитной анизотропии. В случае а) эта энергия пренебрежимо мала, случаи б) и в) соответствуют т. н. анизотропии типа «слабая плоскость» и «лёгкая ось». Типичными для случая а) являются вещества, в к-рых магн. подрешетки составлены из ионов Mn^{2+} или Fe^{2+} . По Хунда правилу орбитальный момент обоих ионов $L = 0$, а анизотропия, вызываемая эффектами *интрукристаллического поля*, отсутствует. Тем же эффектом отсутствуют и для магн. ионов Co^{2+} , имеющих спин $S = 3/2$. Единств. источник анизотропии в этих веществах — слабое магн. диполь-дипольное взаимодействие. Типичными для случая б) являются магн. ионы Ni^{2+} и Fe^{2+} , а для случая в) — ионы Co^{2+} .

В 2d-гейзенберговских магнетиках (см. *Гейзенберга модель*) магн. упорядочение отсутствует при отличной от нуля темп-ре [1]. В 2d-планарных магнетиках также отсутствует спонтанная намагниченность, но существует низкотемпературная магн. фаза, характеризующаяся «магнитной жесткостью» [2] и испытывающая фазовый переход Березинского — Костерлица — Таулеса [3] в разупорядоченное состояние (см. *Магнитный фазовый переход*). В 2d-изинговских магнетиках при низких темп-рах спонтанная намагниченность отлична от нуля, т. е. они упорядочены (см. *Изинга модель*).

В случаях а) и б) учёт слабых внеш. (по отношению к внутрислоистому взаимодействию) полей приводит к сильному нелинейному отклику системы. В качестве таких полей можно рассматривать слабые межслоистые взаимодействия [4]. В изинговских магнетиках эти взаимодействия оказываются существенными в малой окрестности ΔT темп-ры T_c фазового перехода [5]:

$$\Delta T \sim T_c (J'/J_c)^{\nu_c},$$

где критич. флуктуации (см. *Критические явления*) становятся трёхмерными.

Примером изинговского магнетика может служить CeSb. Для него характерно ферромагн. изинговское упорядочение в плоскостях с перпендикулярным к плоскостям направлением намагниченности. Слабый обмен между ближайшими и следующими за ближайшими магн. слоями обуславливает сложную периодич. магн. структуру. Фазовая диаграмма температура T — магн. поле H_z CeSb насчитывает 14 разл. магнитоупорядоченных структур [8], периодичность в H_z достигает 13 периодов решётки (см. *Магнитная атомная структура*).

К слоистым планарным магнетикам относятся $(C_4H_9N_2)_2NiCl_4$ ($n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 10$) [7]. Внутрислоистые обменные взаимодействия приводят к ферромагн. упорядочению. Благодаря слабой анизотропии этого взаимодействия также магнетикам оказываются планарными. Отношение энергии анизотропии J_a к энергии внутрислоистого обменного взаимодействия J_E составляет по порядку $10^{-4} - 10^{-3}$. Межслоистые взаимодействия в несколько раз меньше поля анизотропии ($J' < J_a$) и в соединении $(C_4H_9N_2)_2NiCl_4$ имеют ферромагн. характер, а в остальных соединениях этого типа — антиферромагнитный.

В сравнительно широкой области полей (до 4000 Э) ферромагнетик K_2CuF_4 [8] с кристаллич. структурой, аналогичной K_2NiF_4 (отношение взаимодействий: $J':J_a:J_c \sim 10^{-3}:10^{-3}:1$), ведёт себя как планарный.

Особо следует выделить *интеркалированные соединения*. Процесс интеркалирования графита позволяет приготовить С. м. с хорошо выдержанной периодичностью в расположении магн. ионов и с варьруемым значением межслоистого саяза. Впервые в таких соединениях с внедрённым $CoCl_2$ была найдена существенно нелинейная зависимость намагниченности M от магн. поля H [9]: $M \propto \ln H$, что характерно для поведения 2d-гейзенберговских магнетиков.

Лит.: 1) Neel L. N., van der Hoff H., Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic Heisenberg models, *Phys. Rev. Lett.*, 1966, v. 17, p. 1133; 2) Березинский В. Л., Разрушение дальнего порядка в одномерных и двумерных системах с непрерывной группой симметрии, *ЖЭТФ*, 1970, т. 59, с. 907; 3) Костерлица Ф. М., Thouless D. I., Ordering metastability and phase transition in two-dimensional systems, *J. Phys.*, 1973, v. C6, p. 1181; 4) Покрысовский В. Л., Уайминг Г. В., Магнитные свойства плоских и слоистых систем, *ЖЭТФ*, 1983, т. 65, с. 149; 5) Onsager L. C., Crystal statistics. I. A two-dimensional model with an order-disorder transition, *Phys. Rev.*, 1944, v. 65, p. 117; 6) Розоват-Мигонд Л. и др., Magnetic properties of cerium plerovites, *J. Magn. Mat. Magn. Mater.*, 1983, v. 31—39, p. 398; 7) De Jongh L. J., van Amstel W. D., Miedema A. R., Magnetic measurements on $(C_4H_9N_2)_2NiCl_4$: ferromagnetic layers coupled by a very weak antiferromagnetic interaction, *Physica*, 1972, v. 58, p. 277; 8) Никитка В. К., Убуковски К., Magnetization measurements of two-dimensional planar ferromagnet K_2CuF_4 , *J. Phys. Soc. Japan*, 1981, v. 50, p. 1608; 9) Каримов Ю. С., Исследование неупорядоченности двумерных ферромагнетиков, *ЖЭТФ*, 1973, т. 65, с. 261.

Г. В. Убайкин.

СЛУХ — способность человека и большинства животных воспринимать продольные звуковые колебания окружающей среды (обычно воздуха или воды). Частотная граница С. со стороны НЧ составляет обычно 10—20 Гц; ВЧ-граница С. сильно различается у разных животных: многие рыбы, земноводные и пресмыкающиеся не воспринимают сигналов частотой выше 1,0—2,0 кГц, в то время как верх. частотная граница С. у летучих мышей превышает 100 кГц, а у дельфинов достигает 200 кГц; приближается к 100 кГц верх. частотная граница С. нек-рых насекомых. У человека

частотный диапазон С. в молодости ограничен 20—25 кГц, с возрастом эта граница постепенно снижается. По сравнению с др. млекопитающими С. человека и высших обезьян отличается сравнительно узким частотным диапазоном; однако у человека очень хорошо развиты способность отмечать изменения частоты: в диапазоне частот 1,0—2,0 кГц люди с тренированным слухом могут обнаружить различия в неск. Гц, т. е. в десятые доли процента.

Динамик. диапазон С. человека принято считать от абс. порога слышимости (ок. 2·10⁻⁵ Па на частотах 1,0—3,0 кГц) до порога болевое ощущение (ок. 20 Па на тех же частотах). Т. о., мощность сигналов на границах динамич. диапазона различается в 10¹¹ раз, т. е. на 120 дБ. У многих животных динамич. диапазон С. столь же велик. Внутри своего динамич. диапазона С. человек способен заметить изменение амплитуды (звукового давления) всего в неск. процентов; не хуже дифференциальная чувствительность к изменениям амплитуды у мн. животных, напр. у рыб.

С помощью С. определяется направление на источник звука. При этом *бинауральный эффект* позволяет локализовать источник в горизонтальной плоскости с точностью ок. 1°. Для ориентировочной локализации звука по вертикали используются слабые частотные различия приходящих с разных направлений сигналов, что связано с особенностями отражения звука от ушной раковины. Важными качествами слуховых ощущений являются *высота звука*, определяемая с его спектральным составом и периодичностью, и *громкость звука*, сопоставляемая чаще всего с его энергией, интегрируемой за время 50—150 мс.

Наиб. удивительным свойством С., связанным с функционированием целостного мозга, является способность к практически мгновенной классификации сложных звуков по трудно формализуемым признакам, таким, напр., как интонация речи, особенности произношения определенных диктором и т. д. Способность к такому анализу звуковых сигналов С. сохраняет и в условиях *маскировки звука*, когда полезный сигнал сопровождается звуковыми помехами. Слуховую систему можно условно разделить на периферическую и центральную. Периферич. часть включает наружное, среднее и внутреннее ухо. Два первых отдела служат для концентрации звуковой энергии, осуществления акустико-механич. преобразования и передачи механич. колебаний в жидкую среду внутр. уха. В специализиров. слуховых отделах внутр. уха происходит частотный анализ механич. колебаний, их преобразование в аналоговые электрич. потенциалы рецепторных волосковых клеток, а затем — в импульсную активность волокон слухового нерва. Частотный анализ в слуховом отделе внутр. уха млекопитающих, нап. улиткой, осуществляется на эластичной базилярной мембране с непрерывно меняющейся по длине упругостью и массой. Добротность анализатора резко усиливается вследствие существования активных механизмов положитель. обратной связи, обусловленных, по-видимому, вторичными электромеханич. преобразованием сигнала наружными волосковыми клетками, способными к изменению своей конфигурации. В отличие от наружных, внутр. волосковые клетки выполняют истинно рецепторные ф-ции, осуществляя только механоэлектрич. преобразование сигнала и выделение неизвестного ещё вещества — переносчика, приводящего к возбуждению волокон слухового нерва. Со слухового нерва начинается центр. часть слуховой системы, где вся информация о звуке представляется в виде частотно-импульсного кода нейронной импульсации. Отделы головного мозга, производящие обработку звукового сигнала, составляют т. н. слуховой путь, состоящий у млекопитающих из последовательно расположенных групп ядер: колликулные ядра, ядра верх. оливок, ядра боковой петли, ядра задних холмов, медиальная колленчатое тело, слуховые зоны коры головного мозга.

Нейроны каждого из этих отделов или уровней слухового пути обеспечивают описание звукового сигнала по набору признаков: спектральным особенностям, особенностям временных изменений, наличием модуляции, наличием задержанных копий (эхо) и т. д. Эта обработка сигнала обеспечивает др. отделы головного мозга необходимой информацией для осуществления классификации звука, формирования слухового ощущения и принятия решения об ответной реакции организма. Процессы обработки сигналов в слуховом нейронном пути специфичны у разных видов животных.

При изучении С. используются методы психологии, и *физиологической акустики*. Методы первой из этих дисциплин применяются гл. обр. по отношению к человеку и позволяют определять психообразные слуховые пороги, а также оценивать и сравнивать такие качества слуховых ощущений, как высота и громкость. При работе с животными используют поведенческие методы, основанные обычно на условных рефлексах и также позволяющие оценивать как абсолютные, так и дифференциальные пороги С.

Физиология, акустика, изучающая последовательные этапы преобразования звукового сигнала на разных уровнях слуховой системы, пользуется разнообразными методами. Так, колебания базилярной мембраны исследуют, используя *Мессбауэра эффект* или лазерную интерферометрию; при анализе характеристик импульсной активности одиночных нейронов широко применяют физ. и матем. методы анализа случайных процессов.

Особое место в исследовании С. занимают методы матем. и физ. моделирования. Широко используются моделирование периферич. слуховой обработки, прежде всего фильтрации сигнала в улитке внутр. уха. Исследования С. имеют важное практич. значение для диагностики и лечения нарушений С., к-рым страдает, по ориентировочной оценке, 4—6% взрослого населения планеты. Второе важное практич. применение работ по изучению С. — разработка на бионической основе систем анализа и классификации сложных звуковых сигналов, прежде всего речи.

Лит.: Гельфанд С. С., Слух. Введение в психологическую и физиологическую акустику, пер. с англ., М., 1984; Вибрион Н. Г., Описание признаков звука нейронами слуховой системы наземных позвоночных, М., 1987; И. Г. Выбале, СЛУЧАЙНАЯ ВЕЛИЧИНА — одно из осн. понятий теории вероятностей; величина, значения к-рой зависят от случая, причём определены вероятности всех её значений. Примерами являются число выпавшей решки при 10-кратном случайном бросании монеты или расстояние, на к-рое случайно движущаяся броуновская частица отошла от своего начального положения за время t.

В *вероятностной теории* для описания случайного явления принята след. схема: вводится подходящее «вероятностное» пространство (пространство элементарных событий) Ω — множество всех «мыслимых» случаев — реализаций этого явления, и каждому подмножеству $A \subset \Omega$ этих случаев (событию) приписывается неотрицательное число $P(A)$ — *вероятность* события A. Так, в случае 10 независимых бросаний монеты вероятностное пространство состоит из 2¹⁰ последовательностей $\omega = (\omega_1, \dots, \omega_{10})$, где каждое ω_i — герб или решка (исход i-го бросания монеты), $i = 1, \dots, 10$; вероятность каждого события $A = \{\omega_1, \dots, \omega_N\}$, состоящего из N раз. последовательностей ω_k , $P(A) = N \cdot 2^{-10}$. Вероятностное пространство, описывающее броуновское движение частицы, состоит из всех мыслимых траекторий этого движения; правильно, по к-рому вводится вероятности событий $P(A)$ из этого пространства, довольно сложно (см., напр., [3]).

Теперь можно более точно определить С. в $\xi = \xi(\omega)$, $\omega \in \Omega$ как числовую ф-цию на вероятностном пространстве Ω . В наиб. простом случае, когда ξ принимает лишь дискретное множество (конечное или счётное) значений x_1, \dots, x_n , набор вероятностей

$$p_k = P\{\omega: \xi(\omega) = x_k\}, \quad k=1, 2, \dots, n,$$

наз. распределением вероятностей значений C . в ξ (или, короче, распределением ξ). В случае, когда принимаем значения из произвольного «непрерывного» числового множества (так, что вероятность каждого отдель. значения $\xi(\omega)$, как правило, равна нулю), распределение ξ задается с помощью т. н. ф. функции распределения

$$F_{\xi}(x) = P\{\omega: \xi(\omega) \leq x\}, \quad -\infty < x < \infty.$$

При этом в случае дискретного множества значений

$$F_{\xi}(x) = \sum_{k: x_k \leq x} p_k.$$

Если рассматривается одновременно неск. С. в. ξ_1, \dots, ξ_n (напр., число всех репек в последовательности $\omega = (\alpha_1, \dots, \alpha_{10})$ и число двух последовательных выпадений решки, три координаты $x(t), y(t), z(t)$ броуновской частицы в момент времени t), то вводят их совместную ф-цию распределения

$$F_{\xi_1, \dots, \xi_n}(x_1, \dots, x_n) = P\{\omega: \xi_1(\omega) \leq x_1, \dots, \xi_n(\omega) \leq x_n\}.$$

С. в. ξ_1, \dots, ξ_n наз. независимыми, когда эта ф-ция распадается на произведение вероятностей отд. С. в.

Ср. значение (матем. ожидание) $\langle \xi \rangle$ С. в., принимающей значения из дискретного множества чисел x_1, \dots, x_n , определяется ф-лой

$$\langle \xi \rangle = \sum_k x_k p_k.$$

В общем случае, когда С. в. принимает «непрерывное» множество значений, полагают

$$\langle \xi \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x dF_{\xi}(x),$$

где $\int \cdot dF_{\xi}(x)$ — т. н. интеграл Стильтьеса (см. [1]). Дисперсия $D\xi$ С. в. определяется как

$$D\xi = \langle (\xi - \langle \xi \rangle)^2 \rangle.$$

Осн. рабочий (неформальный) принцип теории вероятностей состоит в том, что все сведения о «статистич. свойствах» С. в. можно целиком извлечь из её ф-ции распределения (а в случае неск. С. в. — из их совместной ф-ции распределения), не обращаясь к деталям явной зависимости $\xi(\omega)$ от случая $\omega \in \Omega$.

Лит.: 1) Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 6 изд., М., 1988; 2) Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, т. 1, пер. с англ., [3 изд.], М., 1984; 3) Глиман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977.

СЛУЧАЙНАЯ ФУНКЦИЯ на множестве T — семейство случайных величин $\{\xi_t, t \in T\}$, помеченных элементами множества T (наз. областью определения С. ф.) и заданных на одном и том же вероятностном пространстве Ω : $\xi_t = \xi_t(\omega) \in \Omega$. Напр., при л-кратном бросании монеты, когда пространство Ω состоит из 2^n последовательностей $\omega = (\alpha_1, \dots, \alpha_n)$, где $\alpha_k = 0$ или 1 [выпадение решки (0) или герба (1) при k -м бросании], можно ввести С. ф. $\{\xi_k, k = 1, \dots, n\}$ с областью определения $T = \{1, 2, \dots, n\}$, где $\xi_k = \alpha_k - k$ — координата в последовательности ω , при броуновском движении частицы в течение промежутка времени $T = [0, t_0]$, когда пространство Ω образовано всеми возможными её траекториями

$$\omega = \{r(t) = (x(t), y(t), z(t)) \in R^3, 0 \leq t \leq t_0\},$$

в качестве С. ф. можно выбрать семейство $\{\xi_t^i, t \in T\}$ значений абсцисс $x(t)$ точек $r(t)$ во все моменты времени t : $\xi_t^i(\omega) = x(t)$.

В случаях, когда область определения T совпадает с числовой осью (или отрезком числовой оси), множест-

вом целых чисел, многомерным пространством Ω ($v > 1$) или областью в нём, С. ф. называют соответственно *случайным процессом*, случайной или последовательностью (или временным рядом), *случайным полем*. Числовую ф-цию $\{\xi(t), t \in T\}$ на множестве T , получающуюся при фиксировании к.-л. случая $\omega = \omega_0 \in \Omega$: $\xi(t) = \xi(t, \omega_0)$, называют реализацией С. ф. (или её выборочной функцией).

Для любого конечного набора элементов $t_1, \dots, t_n \in T$ определена совместная ф-ция распределения вероятностей значений набора случайных величин $\xi_{t_1}, \dots, \xi_{t_n}$:

$$F_{t_1, \dots, t_n}(x_1, \dots, x_n) = P\{\omega: \xi_{t_1}(\omega) \leq x_1, \dots, \xi_{t_n}(\omega) \leq x_n\}.$$

Совокупность всех таких ф-ций $\{F_{t_1, \dots, t_n}\}$ для всевозможных наборов $(t_1, \dots, t_n \in T, n = 1, 2, \dots)$ элементов на T наз. семейством конечных мерных распределений С. ф. $\{\xi_t, t \in T\}$. Считается, что вся информация о стохастич. свойствах С. ф. целиком заключена в семействе её конечномерных распределений, т. е. две реал. С. ф. $\{\xi_t^1, t \in T\}$ и $\{\xi_t^2, t \in T\}$ (заданные на одном и том же или на разных вероятностных пространствах), у к-рых семейства конечномерных распределений совпадают для всех наборов (t_1, \dots, t_n) и значений (x_1, \dots, x_n) , с вероятностной точки зрения эквивалентны.

Лит.: Глиман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977. Р. А. Мильос. **СЛУЧАЙНОЕ ВЫРОЖДЕНИЕ** — вырождение, не связанное со свойствами симметрии квантовой системы и получающееся вследствие совпадения значений энергии для двух различных её квантовых состояний. Так, для сложных атомов могут случайно совпадать энергии уровней, принадлежащих разл. последовательностям алектронных уровней энергии. Для колеб. состояний молекул возможны совпадения удвоенной частоты собств. колебаний с частотой др. собств. колебаний, что приводит к С. в. колеб. уровней.

Лит. см. при ст. *Вырождение*. **СЛУЧАЙНОЕ ПОЛЕ** — случайная ф-ция $\xi(Q)$ неск. непрерывных переменных (параметров) $Q = (\alpha, \beta, \gamma, \dots)$, т. е. такая ф-ция, реализации к-рой подчиняются вероятностным законам, задающим значение ф-ции в каждой точке пространства и взаимосвязь значений в соседних точках. Число независимых переменных фиксирует размерность пространства, на к-ром задано С. п. Если одним из параметров является время t , то говорят о переменном С. п. в пространстве, размерность к-рого определяется числом остальных параметров. Напр., $\xi(Q) = \xi(t, r)$ — переменное С. п. в трёхмерном пространстве (x, y, z) , наз. также пространственно-временным С. п. Такие С. п. чаще всего встречаются в физике.

С. п. используют при вероятностном описании флуктуаций, являющихся в системах с распределенными параметрами, в частности при описании флуктуирующей плотности, темп-ры, диэлектрич. проницаемости и др. параметров разл. сред, при исследовании флуктуирующей ал-мага. и звуковых волн, распространяющихся в случайно-неоднородных средах, в задачах пространственно-временного прѐдма и обработки сигналов на фоне шумов и помех, при описании полей шумов и помех разл. происхождения, при вероятностной трактовке нек-рых результатов квантовой теории и т. д.

С. п., описываемое N ф-циями $\xi^{(i)}(Q), i = 1, 2, \dots, N$, наз. N -мерным. Компоненты $\xi^{(i)}(Q)$ в общем случае имеют разл. физ. природу (напр., совокупности давления, плотности и трёх компонент скорости), особый интерес представляет случай, когда величины $\xi^{(i)}(Q)$ имеют одинаковую размерность и преобразуются как компоненты вектора (тензора) при преобразовании системы координат. В этом случае говорят о векторном (тензорном) С. п.

Основные понятия. Для С. п. используют те же способы задания и статистич. описания, что и для случай-

мы процесс, нужно только вместо одной переменной t всюду подражать совокупности параметров Q . В частности, на С. п. обобщается n -точечная плотность вероятности

$$w_n(\xi_1, Q_1; \dots; \xi_n, Q_n) d\xi_1 \dots d\xi_n = P(\xi_v \leq \xi(Q_v) \leq \xi_v + d\xi_v, v=1, \dots, n),$$

к-рая должна удовлетворять условиям неотрицательности, согласованности и нормировки, а также связанным с ней преобразованием Фурье n -мерная характеристическая функция

$$\Phi_n(v_1, \dots, v_n, Q_1, \dots, Q_n) = \left\langle \exp\left(i \sum_{j=1}^n v_j \xi_j\right) \right\rangle = \int \dots \int w_n(\xi_1, Q_1; \dots; \xi_n, Q_n) \exp\left(i \sum_{j=1}^n v_j \xi_j\right) d\xi_1 \dots d\xi_n.$$

В теории С. п. используют функциональные методы, при этом вводят функционалы плотности вероятности, являющийся каноническим обобщением w_n , либо характеристич. функционал

$$\Phi[v] = \left\langle \exp\left(i \int (Q)v(Q) dQ\right) \right\rangle.$$

Моментные (M) и кумулянтные (K) функции выражаются через характеристич. функционал при помощи функциональных (вариационных) производных:

$$M_n(Q_1, \dots, Q_n) = i^{-n} \frac{\delta^n \Phi[v]}{\delta v(Q_1) \dots \delta v(Q_n)} \Big|_{v=0},$$

$$K_n(Q_1, \dots, Q_n) = i^{-n} \frac{\delta^n \ln \Phi[v]}{\delta v(Q_1) \dots \delta v(Q_n)} \Big|_{v=0}.$$

При статистич. описании С. п. необходимо учитывать причинно-следственные связи поля на оси времени и его возможные специфич. свойства, такие, как однородность и изотропность, на разл. гиперповерхностях Q -пространства.

С. п. наз. статистически однородным в узком смысле, если все его статистич. характеристики не изменяются при преобразовании трансляции $Q \rightarrow Q + \delta Q$. Если указанным свойством обладают только ср. значение и корреляц. ф-ция, то говорят о статистич. однородности в широком смысле. Многомерные С. п., обладающие таким свойством, наз. однородными и однородно связанными.

Понятие статистич. однородности С. п. является обобщением понятия стационарности случ. процесса. Если речь идёт о пространственно-временных С. п., то различают стационарность поля по времени и его однородность по пространству. координатам, при этом С. п. может быть статистически однородным по части координат и неоднородным — по остальным. Иногда С. п. однородны только на нек-рых поверхностях (на плоскости, на сфере и т. п.). Статистич. однородность может иметь место по пространственно-временному аргументу, напр. по аргументу $r - vt$ в случае т. н. «замороженных» неоднородностей, движущихся как целое равномерно со скоростью v и описываемых С. п. $\xi(r - vt)$.

При статистич. описании С. п. часто ограничиваются корреляционной теорией, в к-рой используют только моменты 1-го и 2-го порядка, т. е. ср. значение

$$\langle \xi(Q) \rangle = \int \xi w_1(\xi, Q) d\xi,$$

и корреляц. ф-цию

$$\psi(Q_1, Q_2) = \langle \xi(Q_1) \xi(Q_2) \rangle = \int \int \xi_1 \xi_2 w_2(\xi_1, Q_1; \xi_2, Q_2) d\xi_1 d\xi_2, \\ \xi_i = \xi_i - \langle \xi_i \rangle.$$

Характерный масштаб убывания корреляц. ф-ции наз. масштабом или радиусом корреляции. Напр., С. п. с гауссовой корреляц. ф-цией

$$\psi(r) = \sigma^2 \exp(-x^2/a^2 - (y^2+z^2)/b^2)$$

имеет масштаб корреляции a вдоль оси x и радиус корреляции b в плоскости (y, z) . Корреляц. ф-ция точно описывает только поля с нормальными (гауссовыми) законом распределения вероятностей.

Многомерное С. п. $\xi^{(n)}(Q)$ в рамках корреляц. теории характеризуется совокупностью ср. значений $\langle \xi^{(n)}(Q) \rangle$ и корреляц. матрицей $\Psi_{jk}(Q_1, Q_2) = \langle \xi^{(n)}(Q_1) \xi^{(n)}(Q_2) \rangle$, в к-рой диагональные элементы представляют собой ф-ции автокорреляции, а недиагональные — ф-ции взаимной корреляции компонент $\xi^{(n)}$ и $\xi^{(k)}$.

В приложениях приходится иметь дело с комплексными и С. п. $\xi(Q) = \eta(Q) + i\zeta(Q)$, полное статистич. описание к-рых не отличается от описания двумерного С. п. с компонентами $\eta(Q), \zeta(Q)$. Обычно не производят разделения С. п. на вещественную и мнимую части, а оперируют непосредственно с $\xi(Q)$ и комплексно сопряжённым полем $\xi^*(Q)$. При описании таких С. п. в рамках корреляц. теории приходится поэтому рассматривать две корреляц. ф-ции

$$\psi(Q_1, Q_2) = \langle \xi(Q_1) \xi^*(Q_2) \rangle = \langle \xi(Q_1) \xi^*(Q_2) \rangle - \langle \xi(Q_1) \rangle \langle \xi^*(Q_2) \rangle,$$

$$\tilde{\psi}(Q_1, Q_2) = \langle \xi(Q_1) \xi(Q_2) \rangle = \langle \xi(Q_1) \xi(Q_2) \rangle - \langle \xi(Q_1) \rangle \langle \xi(Q_2) \rangle,$$

через к-рые выражаются ф-ции корреляции вещественной и мнимой частей комплексного С. п.:

$$\psi_r(Q_1, Q_2) = (1/2) \operatorname{Re} [\psi(Q_1, Q_2) + \tilde{\psi}(Q_1, Q_2)],$$

$$\psi_i(Q_1, Q_2) = (1/2) \operatorname{Re} [\psi(Q_1, Q_2) - \tilde{\psi}(Q_1, Q_2)],$$

и также ф-ции взаимной корреляции

$$\psi_{rk}(Q_1, Q_2) = (1/2) \operatorname{Im} [\tilde{\psi}(Q_1, Q_2) - \psi(Q_1, Q_2)],$$

$$\psi_{kr}(Q_1, Q_2) = (1/2) \operatorname{Im} [\tilde{\psi}(Q_1, Q_2) + \psi(Q_1, Q_2)].$$

Для случайного эл.-магн. поля с напряжённостью элентрич. поля $E(r)$ вводят поля релаксации ψ и $\tilde{\psi}$ матрицу $P_{jk}(r) = \langle E^{(j)}(r) E^{(k)}(r) \rangle$. С её помощью вычисляются Стокса параметры, характеризующие состояние поляризации С. п.

Простейшей мерой статистич. связи значений С. п. в разных точках Q -пространства являются коэффициенты корреляции:

$$K_{ii}(Q_1, Q_2) = \frac{\psi_{ii}(Q_1, Q_2)}{[\psi_{ii}(Q_1, Q_1) \psi_{ii}(Q_2, Q_2)]^{1/2}},$$

$$K_{jk}(Q_1, Q_2) = \frac{\psi_{jk}(Q_1, Q_2)}{[\psi_{ii}(Q_1, Q_1) \psi_{kk}(Q_2, Q_2)]^{1/2}}.$$

Пространственно-однородные поля, у к-рых $\psi(r)$ и $\tilde{\psi}(r)$ зависят только от модуля вектора $r = r_1 - r_2$, т. е. $\psi(r_1, r_2) = \psi(r)$, $\tilde{\psi}(r_1, r_2) = \tilde{\psi}(r)$, наз. статистически изотропными в широком смысле. (Изотропность в узком смысле подразумевает аналогичные свойства непосредственно у плотностей вероятности.) Многомерные С. п., у к-рых указанным свойством обладают ф-ции корреляции, являются изотропными и изотропно связанными. Как и однородность, изотропность полей может иметь место лишь на нек-рых гиперповерхностях пространства независимых переменных.

Для статистически однородных (в широком смысле) С. п. справедливо обобщение Винера — Хинчина теоремы, устанавливающее взаимосвязь между корреляц. ф-цией и пространственно-временной спектральной плотностью $G(\omega, k)$. Для поля, стационарного по времени и однородного в трёхмерном пространстве, эта связь имеет вид:

$$\psi(t, r) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega, k) \exp[i(kr - \omega t)] d\omega dk,$$

$$G(\omega, k) = (2\pi)^{-4} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t, r) \exp[i(kr - \omega t)] dt dr.$$

Через пространственно-временную спектральную плотность $G(\omega, k)$ выражаются пространственный $\Phi(k)$ и временной (частотный) $g(\omega)$ спектры С. п.:

$$\Phi(k) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega, k) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(0, r) \exp(-ikr) dr,$$

$$g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega, k) dk = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\omega, 0) \exp(i\omega t) dt.$$

Для многомерных однородных и однородно связанных С. п. аналогичная связь имеется между элементами корреляц. матрицы $\Psi_{ij}(t, r)$ и соответствующими элементами матрицы спектральной плотности $G_{ij}(\omega, k)$. Ввиду положит. определенности матриц Ψ_{ij} диагональные элементы матрицы G_{ij} вещественны и неотрицательны, а недиагональные элементы могут быть комплексными.

Пространственным аналогом случайного процесса со стационарными приращениями является лок к а л ь н о о д н о р о д н о е С. п., для к-рого разность ср. значений $\langle \xi(r_1) \rangle - \langle \xi(r_2) \rangle$ и структурная ф-ция

$$D_{\xi}(r_1, r_2) = (\xi(r_1) - \xi(r_2))^2$$

зависит только от разности $r = r_1 - r_2$. Если эти величины зависят только от модуля r , говорят о локально изотропном С. п. Локально однородные и локально изотропные С. п. используют, напр., при описании флуктуаций параметров турбулентных сред.

В рамках корреляц. теории локально однородные С. п. можно также описывать при помощи спектральной плотности $\Phi(k)$. Из-за расходимости интеграла

$\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k) \exp(ikr) dk$ при $k \rightarrow 0$ корреляц. ф-ция для таких С. п. не существует, а структурная ф-ция существует, т. к. интеграл $D(r) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k) [1 - \cos kr] dk$ сходится при

меньше жестких требованиях. Это следствие «вечности» структурной ф-ции к флуктуациям, пространственные масштабы к-рых превышают рассматриваемое расстояние $r = |r_1 - r_2|$.

Аналогом квазистационарных процессов являются к в а з и о д н о р о д н ы е С. п., у к-рых многоточечные статистик. характеристики слабо зависят от координат центра тяжести рассматриваемых точек r_1, r_2, \dots, r_n по сравнению с зависимостью от взаимного расположения этих точек, т. е. от разностей $r_j - r_k$. Для таких С. п. вводит понятие локальной спектральной плотности, равной преобразованию Фурье пространственной корреляц. ф-ции по разностям переменным $r = r_1 - r_2$.

Марковские случайные поля. В физ. задачах часто рассматривают С. п., заданные при помощи *стохастических уравнений*, т. е. динамич. ур-ний, содержащих случайные сторонние воздействия. Вид динамич. ур-ний определяется физ. закономерностями, а в качестве сторонних воздействий, описывающих источники случайных возмущений, часто используют С. п., дельта-коррелированные по тем или иным переменным. Исследуемое С. п. при этом является м а р к о в с к и м по указанным переменным, что упрощает вычисление его статистич. характеристик.

Важным примером таких С. п. является поля равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, описываемые *Максвелла уравнениями* с дельта-коррелированными сторонними токами $i_e(r)$ и $j_m(r)$:

$$\text{rot } H = ik\hat{e}E + 4\pi c^{-1}j_e, \quad \text{rot } E = -ik\hat{h}H - 4\pi c^{-1}j_m,$$

где $k = \omega/c$ — волновое число, \hat{e} и \hat{h} — комплексные тензоры диэлектрич. и магн. проницаемости среды с компонентами $\epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon' + i4\pi\omega^{-1}\sigma_{\alpha\beta}$, $\mu_{\alpha\beta} = \mu_{\alpha\beta} - i4\pi\omega^{-1}\tau_{\alpha\beta}$. Элементы корреляц. матрицы вектор-

ных полей i_e и j_m зависят от электрич. и магн. проводимостей среды $\sigma_{\alpha\beta}$ и $\tau_{\alpha\beta}$ и в соответствии с *флуктуационно-диссипативной теоремой* описываются выражениями:

$$\langle j_m(r_1) |_{r_0}^* |_{r_2} \rangle = \theta(\omega, T) \pi^{-1} \sigma_{\alpha\beta} \delta(r_1 - r_2),$$

$$\langle j_m(r_1) |_{m_0}^* |_{r_2} \rangle = \theta(\omega, T) \pi^{-1} \tau_{\alpha\beta} \delta(r_1 - r_2),$$

$$\langle j_e(r_1) |_{m_0}^* |_{r_2} \rangle = 0,$$

где $\theta(\omega, T) = (\hbar\omega/2) \text{cth}(\hbar\omega/2kT)$ — ср. энергия квантового осциллятора с собств. частотой ω при темп-ре T , к-рая в классич. области $\hbar\omega \ll kT$ переходит в $\theta(\omega, T) = kT$.

К С. п. такого типа приводит также т. н. *марковского процесса приближение* в теории распространения волн в случайно-неоднородных средах. В этом приближении волновые поде описываются параболич. ур-нием, в к-ром флуктуац. часть диэлектрич. проницаемости среды полагают дельта-коррелированной в направлении распространения падающей волны (см. *Параболического уравнения приближение*).

Понятие «марковского С. п. тесно связано с причинностью, под к-рой понимают функциональную зависимость С. п. в данной пространственно-временной точке от предшествующих значений поля по временной или пространственной координате. В общем случае не всегда удается выделить в пространстве координату или совокупность координат, но к-рым исследуемое С. п. можно было бы считать марковским. Эта трудность не возникает, если речь идет о марковских С. п. по времени. Такие С. п. используют в неравновесной термодинамике, в статистич. гидромеханике, а также в теории оптимальной пространственно-временной обработки случайных сигналов на фоне шумов и помех. Примером С. п. такого типа является поле $\xi(t, r)$, удовлетворяющее стохастич. ур-нию

$$d\xi(t, r)/dt + f(t, r, \xi) = \chi(t, r)$$

с аддитивными сторонним воздействием $\chi(t, r)$, обладающим корреляц. ф-цией

$$\langle \chi(t_1, r_1) \chi(t_2, r_2) \rangle = \kappa(t_1, r_1, r_2) \delta(t_1 - t_2).$$

Если распределение $\chi(t, r)$ гауссово, то для функционала плотности вероятности этого С. п. справедливо обобщение *Фоккера — Планка уравнение*

$$\frac{\partial v(t, \xi)}{\partial t} = \int_D \frac{\partial}{\partial \xi(r)} \{ f(t, r, \xi) v(t, \xi) \} dr + + \frac{1}{2} \int_D \int_D \chi(r_1, r_2) \frac{\partial^2 v(t, \xi)}{\partial \xi(r_1) \partial \xi(r_2)} dr_1 dr_2,$$

в к-ром вместо частных производных фигурируют функциональные производные и, кроме того, интегрирование по r проводится в пределах той области пространства D , на к-рой задано С. п.

При нач. условии $v(t_0, \xi) = \delta(\xi(r) - \xi_0(r))$ это ур-ние описывает функционал плотности вероятности перехода С. п. из начального (в момент t_0) состояния $\xi_0(r)$ в состояние $\xi(r)$ в текущий момент t . Описанное ур-ние (как и вообще подобные ур-ния для функционалов плотности вероятности) имеет символич. смысл, поскольку нормировочные константы величин $v(t, \xi)$ обычно обращаются в 0 или в ∞ . С матем. точки зрения было бы корректно было бы оперировать с характеристич. функционалами, свободными от этого недостатка. Однако в физ. приложениях представляются интерес такие статистич. характеристики С. п., к-рые не зависят от нормировочных констант: моментные и кумулянтные ф-ции, отношение функционалов плотности вероятности (т. е. отношение правдоподобия) и др. Для

вычисления этих величин можно использовать обобщённое ур-ние Фокера — Планка. К более сложным ур-ниям для функционала плотности вероятности полей приводит учёт негауссовых сторонних воздействий (при сохранении их дельта-коррелированности по времени), неадиабатичность этих воздействий в стохастич. ур-ниях и многомерность рассматриваемого С. в.

Лит.: М о н и н А. С., Я г л о в А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1—2, М., 1965—67; Х о л о в Р. В., М а р о в Ю. Н., О марковских волновых процессах, в сб.: *Проблемы математической физики и вычислительной математики*, М., 1977; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Р а з л и ч и я в С. М., К р а в ч о в Ю. А., Т а т а р с к и й В. И., С л у ч а й н ы е поля, М., 1978; К л я ч и н В. И., *Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах*, М., 1980; Р о з а в о в Ю. А., *Волновые случайные поля*, М., 1981; А х м а т о в С. А., Д а в л о в Ю. Е., Ч и р к и н А. С., Введение в статистическую радиофизику в оптику, М., 1981.

Ю. А. Крайнов, А. В. Шмелев.

СЛУЧАЙНЫЕ ВОЛНЫ — случайные поля волновой природы (акустич., эл.-магн., уругие, концентрационные и др.). С. в. могут возникать по мн. причинам. Волновые задачи классич. физики описываются дифференциальными (или интегродифференциальными) ур-ниями вида $\hat{L}u = q$, где u — волновое поле, k -рое может быть скалярным или векторным, \hat{L} — волновой оператор (в общем случае — нелинейный), а функция q задаёт источник волн. В таких задачах набр. распространёнными причинами случайности являются: 1) источники поля (задана статистика источников q ; в области, свободной от источников, должна быть задана статистика «виртуальных» источников, т. е. статистика граничных значений поля); 2) свойства среды (задана статистика \hat{L}); 3) форма и положение границ раздела (должна быть задана статистика границ); 4) условия прѣва и регистрации волн (подразумевается задание «статистики прѣвника» и «статистики помех»); 5) нелинейность волнового ур-ния, когда даже в отсутствие внеш. источников случайности поведение волн может быть «кваислучайными» или «стохастичными» за счёт возникновения динамического стохастич. режима. К этим статистич. схемам сводится постановка большинства задач теории С. в. Возможны и задачи смешанного типа.

Задачи теории С. в. решаются приближёнными методами, приспособленными к тем или иным особенностям задачи: флуктуации случайных параметров и ф-ций могут быть сильными и слабыми, главными, медленными или, наоборот, быстрыми, резкими, корреляция может быть сильной («дальней») или же слабой («короткой») и т. п. Лишь нек-рые задачи допускают простое описание. Напр., для линейного оператора \hat{L} формально просто решаются задачи схемы 1. Если известно оператор \hat{L} , ядро, к-рого есть ф-ция Грина задачи, то волновое поле и связано с источниками q соотношением $u = \hat{G}q$, что позволяет найти все моменты поля u : $\langle u \rangle = \hat{G}\langle q \rangle$, $\langle u_1 u_2 \rangle = \hat{G} \hat{G}^T \langle q^T q \rangle$ и т. д. Вероятностные законы распространения поля при этом явно не определяются.

К статистич. схеме 1 приводит мн. задачи акустики, радиофизики, оптики, в т. ч. задачи о тепловых флуктуациях в распределённых системах: тепловые флуктуации в волноводах и антеннах, проблемы диагностики природных сред по их тепловому излучению (атмосфера Земли и планет, поверхность океана, поверхность Луны и т. д.). Сюда же относится задача о возбуждении шумов в океане случайными источниками, расположенными на поверхности, на дне и в водной толще. Задача об излучении виртуальных случайных источников типична не только для статистич. оптики (формирование оптич. изображения в частично когерентном освещении, голография, интерферометрия), но также для дифракции звука и радиоволн (дифракция волн на случайных объектах; статистич. теория антенн, теория апертурного синтеза, дифракция частично ко-

рентных волн), для радиоастрономии (определение угл. размеров радиосточников, радиоинтерферометрия, радиодифракция, задачи рентгеноструктурного анализа и алектронной микроскопии).

Статистич. схема 2 охватывает проблему распространения волн в случайных средах, к-рая представляет интерес для оптич. и акустич., для распространения радиоволн в атмосфере и ионосфере Земли, в межпланетной, околоосолнечной и межзвёздной плазме, для диагностики лаб. плазмы, для акустики океана и др. В рамках этой схемы разработаны методы, к-рые удовлетворительно описывают значит. долю всех задач. Приближение однократного рассеяния (первое борновское приближение) применяют в случае достаточно слабых и мелкомасштабных (относительно длины волны) неоднородностей, когда существенно рассеяние назад и в стороны. Для больших скоплений рассеивателей, образующих мутные среды, существенно многократное рассеяние, к-рое описывают при помощи теории переноса излучения. В случае крупномасштабных неоднородностей, когда преобладает многократное рассеяние вперѣд, применяют след. методы: *геометрической оптики метод* (правильно описывает лишь слабые флуктуации амплитуды на ограниченных расстояниях), *плоские возмущений метод* (учитывает дифракц. эффекты, но применим лишь в области слабых флуктуаций), *параболического уравнения приближение* (позволяет получить ур-ния для произвольных моментов и описать поведение ф-ции когерентности на произвольных расстояниях).

Методы теории многократного рассеяния (диаграммный метод или метод ф-ций Грина) позволяют получить замкнутые ур-ния для моментов поля. В частности, с этих позиций удаётся обосновать результаты феноменологич. теорий переноса излучения. Кроме того, для расчёта флуктуаций волновых полей в случайных средах используют *Кирхгофа метод*, метод интерференц. интегралов, гибридный подход (теория однократного рассеяния назад на мелкомасштабной компоненте с использованием в качестве исходного приближения методов, учитывающих влияние крупномасштабной компоненты неоднородностей) и др.

Для решения задач схемы 3 также разработаны эфф. подходы: метод малых возмущений, метод Кирхгофа, гибридный (двухмасштабный) подход, метод ф-ции Грина и др., к-рые охватывают значит. долю всех физ. проблем (см. *Рассеяние волн на случайной поверхности*).

Задачи схемы 4 сводятся к проблеме пространственно-временной обработки волновых полей в присутствии помех разл. типов. Такие проблемы изучают в радиолокации, гидроакустике, теории связи.

Задачи схемы 5 отличаются «внутр.» механизмом возникновения случайности и представляют интерес для *симуляций*, задачи о возникновении турбулентности, проблемы обоснования статистич. физики и термодинамики.

С. в. в нелинейных средах отличаются гораздо большим разнообразием, чем в линейной. В частности, нелинейное взаимодействие волн разных частот и разных направлений приводит к генерации новых волн (гармоники и субгармоники, комбинац. колебания), т. е. к существенному обогащению пространственно-временного спектра. В результате такого взаимодействия ур-ние переноса излучения, к-рое в нелинейной волновой теории наз. кинетич. ур-нием для волн, становится нелинейным. Ур-ния такого типа описывают поведение неравновесных распределённых систем (напр., турбулентной плазмы и поверхностного морского волнения). Возникающие стохастич. колебания не зависят от нач. условий и потому заслуживают названия с т о х а с т и ч е с к и х а в т о в о л н. Стохастич. автоволны возникают также в распределённых диссипативных системах (самоорганизующиеся системы).

При нек-рых условиях необходимо учитывать квантовый характер излучения поля, в частности в теории теплового излучения (на частотах, для к-рых энергия фотона $h\nu$ превышает тепловую энергию классич. осциллятора kT), в теории лазеров при расчете естеств. шершны линии излучения, в теории фотоэтримбирков (при относительно небольшом потоке фотонов), при изучении явлений группировки фотонов (см. *Квантовая оптика*), при анализе *сжатых состояний*.

Лит.: Филд и пс О. М., Динкина верхнего слоя океана, пер. с англ., 2 изд., Л., 1980; Шифрляй А. С., Вопросы статистической теории антенн, М., 1970; Кляудерс Дж., Сударшан В., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Басва Ф. Г., Фукс И. М., Расcеивание волн на статистически неровной поверхности, М., 1972; Перрия Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974; Даверовиче в турбулентной атмосфере, М., 1976; Введение в статистическую радиотехнику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Титарский В. И., Случайные процессы, М., 1978; Агеевичев С. А., Дьяков Ю. Е., Чирякин А. С., Введение в статистическую радиотехнику и оптику, М., 1981; Гочелашвили К. С., Шишов В. И., Волны в случайно-неоднородных средах, М., 1981; Исмаилов А. И., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1981; Распространение звука во флукутирующей среде, пер. с англ., М., 1982; Заславский Г. М., Стохастичность динамических систем, Л., 1984.

Л. А. Алресан, Ю. А. Кравцов, А. Б. Шмели.

СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС — ф-ция непрерывного времени $\xi(t)$, значение к-рой в каждый момент является *случайной величиной*, т. е. величиной, подчиняющейся вероятностным законам. Если аргумент t изменяется дискретно, то $\xi(t)$ наз. случайной последовательностью. Случайную ф-цию неск. непрерывных аргументов $\xi(t, u, v, \dots)$ называют переменным случайным полем. Примерами С. п. могут служить разл. физ. процессы, сопровождающиеся случайными флукутициями, а также мн. процессы в геофизике, радиотехнике, биофизике и др.

С. п. задан, если для любых моментов времени t_1, \dots, t_n известны многомерные (многоточечные) плотности вероятности $w_n(\xi_1, t_1, \dots, \xi_n, t_n)$ для совокупности случайных величин $\xi_1(t_1), \dots, \xi_n(t_n)$ либо соответствующие многомерные характеристические функции

$$\Phi_n(t_1, v_1, \dots, t_n, v_n) = \left\langle \exp \left(i \sum_{l=1}^n \xi_l(t_l) v_l \right) \right\rangle = \int \dots \int w_n(\xi_1, t_1, \dots, \xi_n, t_n) \exp \left(i \sum_{l=1}^n \xi_l(t_l) v_l \right) d\xi_1 \dots d\xi_n.$$

Для детерминиров. процессов $\xi = f(t)$ плотность вероятности выражается через δ -функцию, напр. $w_1(\xi, t) = \delta(\xi - f(t))$.

Исчерпывающей статистич. характеристикой С. п. является его характеристический функционал

$$\Phi[v] = \left\langle \exp \left[i \int_{T_1}^{T_2} \xi(t) v(t) dt \right] \right\rangle,$$

где $\langle \dots \rangle$ означает статистич. усреднение по всевозможным реализациям С. п. $\xi(t)$ на интервале (T_1, T_2) . Зная $\Phi[v]$, можно получить многомерные характеристики ф-ции для $\xi_1(t_1), \dots, \xi_n(t_n)$, взяв в качестве аргумента функционала ф-цию $v(t) = \sum_{l=1}^n v_l \delta(t - t_l)$. Коэф. разложения $\Phi[v]$ в окрестности $v = 0$ определяют моменты и т. н. е функции M_n С. п.:

$$\Phi[v] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \int \dots \int \frac{\delta^n \Phi[v]}{\delta v(t_1) \dots \delta v(t_n)} \Big|_{v=0} v(t_1) \dots v(t_n) dt_1 \dots dt_n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i^n/n!)}{\dots} \int \dots \int M_n(t_1, \dots, t_n) v(t_1) \dots v(t_n) dt_1 \dots dt_n,$$

а коэф. разложения $\ln \Phi[v]$ — кумулянтные функции K_n :

$$\ln \Phi[v] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \int \dots \int \frac{\delta^n \ln \Phi[v]}{\delta v(t_1) \dots \delta v(t_n)} \Big|_{v=0} v(t_1) \dots v(t_n) dt_1 \dots dt_n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i^n/n!)}{\dots} \int \dots \int K_n(t_1, \dots, t_n) \times \times v(t_1) \dots v(t_n) dt_1 \dots dt_n.$$

Кумулянтные ф-ции 1-го и 2-го порядка характеризуют ср. значение $M_1(t) = K_1(t) = \langle \xi(t) \rangle$ и корреляционную функцию

$$K_2(t_1, t_2) = \langle \xi(t_1) \xi(t_2) \rangle - \langle \xi(t_1) \rangle \langle \xi(t_2) \rangle = M_2(t_1, t_2) - M_1(t_1) M_1(t_2).$$

Ф-ции $M_n(t_1, \dots, t_n)$ и $K_n(t_1, \dots, t_n)$ при $t_1 = t_2 = \dots = t_n$ определяют одноточечные моменты и кумулянтные С. п. $\xi(t)$, в частности ср. интенсивность $M_1(t) = \langle \xi^2(t) \rangle$, дисперсию $K_2(t) = \langle \xi^2(t) \rangle - \langle \xi(t) \rangle^2$, коэф. асимметрии $\chi_3 = K_3 K_2^{-3/2}$ и экспосса $\chi = K_4 K_2^{-2}$.

При ограничении сведений о С. п. либо при невозможности его полного описания часто пользуются *корреляционной теорией*, рассматривающей только одноточечные и двухточечные статистич. характеристики 1-го и 2-го порядка.

Вместо характеристик функционала иногда используют функционал плотности вероятности С. п. $w[\xi]$, к-рый является континуальным аналогом многоточечной плотности вероятности и характеризует плотность вероятности отд. реализаций С. п. $\xi(t)$. Нормировочный множитель функционала $w[\xi]$ обычно обращается в 0 или в ∞ , но это не препятствует использованию $w[\xi]$ при нахождении моментов и кумулянтных С. п., либо вероятных реализаций С. п. и т. п.

Перечисленные статистич. характеристики обобщают на комплексные и векторные (многомерные, многокомпонентные) С. п. $\xi(t) = \{\xi_1(t), \dots, \xi_n(t)\}$. Наряду с моментами и кумулянтами, характеризующими статистич. свойства отд. компонент С. п., используются также смешанные моменты и кумулянтами, описывающими взаимные статистич. связи между компонентами С. п.

Нек-рые классы С. п. представляют спец. интерес для физики.

Стационарные процессы. С. п. наз. стационарным в узком смысле, если все его многоточечные вероятностные характеристики не меняются при изменении начала отсчета времени, т. е. зависят только от разностей $t_i - t_j$. Если этим свойством обладают только ср. значение и корреляц. ф-ция, т. е. $\langle \xi(t) \rangle = \text{const}$ и $K_2(t_1, t_2) = K_2(t_2 - t_1)$, причём $K_2(0) < \infty$, то С. п. является стационарным в широком смысле. Для стационарных в широком смысле процессов имеет место *Винера — Хинчина теорема*: коррелц. ф-ция и спектральная плотность (спектр мощности) С. п. связаны друг с другом преобразованием Фурье.

Время корреляции τ_c в течение к-рого коррелц. ф-ция спадает в e раз, и ширина спектра $\Delta\omega$ связаны соотношением неопределенности $\tau_c \Delta\omega \sim 2\pi$. При $\tau_c \rightarrow 0$ величина $\Delta\omega \rightarrow \infty$ и С. п. представляет собой *белый шум*.

Квантостационарные процессы. Если зависимость многоточечных статистич. характеристик С. п. от положения на оси времени является медленной по сравнению с зависимостью от разностей $t_i - t_j$, то такой С. п. относят к классу квантостационарных. Для него можно ввести понятие мгновенной спектральной плотности.

Периодически — нестационарные процессы. У таких С. п. статистич. характеристики периодически зависят от времени, напр. $\eta(t) = F(t)\xi(t)$, где $F(t)$ — периодич. детерминированная ф-ция, а $\xi(t)$ — стационарный С. п.

Случайные процессы со стационарными приращениями. Это процессы, для к-рых, как и для стационарных процессов, сохраняются понятие спектральной плотности, но корреляционная функция может и не существовать. Для статистич. описания таких С. п. пользуются не корреляционной, а структурной функцией

$$D(t_1, t_2) = \{(\xi(t_1) - \xi(t_2)) - (\xi(t_2) - \xi(t_1))\}^2,$$

равной дисперсии случайных приращений процесса на интервале (t_1, t_2) . Структурная функция стационарного процесса связана с его корреляц. функцией (если последняя существует) соотношением:

$$D(\tau) = 2[K_2(0) - K_2(\tau)].$$

Гауссовы процессы. В случае нормальных (гауссовых) процессов моментные и кумулянтные функции произвольного порядка выражаются через ср. значение и корреляц. функцию, к-рые дают, т. о., полное описание С. п. этого класса. Значит, роль гауссовых процессов в физике определяется тем, что они реализуются практически всюду, где происходит сложение многих С. п. (*центральная предельная теорема*). Однородный гауссов процесс с независимыми приращениями наз. *винеровским случайным процессом*, служит непрерывной моделью броуновского движения.

Марковские процессы (процессы без последования), для них многоточные вероятности выражаются через одномерные плотности распределения и двухточные плотности вероятности перехода.

Кроме того, выделяют ещё импульсные процессы, диффузионные процессы, ветвящиеся процессы и др. Широкий класс С. п. составляют процессы, подчиняющиеся *стохастическим уравнениям*. Трудности в интерпретации эмпирич. статистич. характеристик реальных процессов связаны с выделением статистич. ансамбля, к-рому может принадлежать ограниченный отрезок наблюдаемого процесса. При выборе статистич. ансамбля фундам. роль играет *эргодическая гипотеза*, согласно к-рой моменты гипотетич. ансамбля отождествляют со средними по времени.

Лит.: Гнеденко В. В., Курс теории вероятностей, 6 изд., М., 1955; Винер в статистическую радиофизику, Ч. 1. Ротом С. М., Случайные процессы, М., 1976; Сравнение по теории вероятностей и математической статистике, 2 изд., М., 1985; Яглом А. М., Корреляционная теория стационарных случайных функций, М., 1981; Ротом С. М., Теория вероятностей, случайные процессы и математическая статистика, М., 1985. О. В. Гулявский, Ю. А. Краевец, А. Б. Шмелёв.

СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС СО СТАЦИОНАРНЫМИ ПРИРАЩЕНИЯМИ — случайный процесс $\{\xi_t, t \in R^1\}$, у к-рого распределение вероятностей приращений $\Delta_t \xi = \xi_{t'} - \xi_t$ на промежутке времени $t = (t, t')$, $t' < t$ не зависит от выбора начала отсчёта времени t . Более точно это означает, что для любого набора моментов времени

$$t_1 < t_2 < \dots < t_n, \quad (*)$$

$t_i \in R^1, i = 1, \dots, n; n = 1, 2, \dots$ совместное распределение вероятностей $F_{\Delta_t \xi, \dots, \Delta_{t_n} \xi}$ приращений процесса $\xi(t)$ на промежутках между этими моментами

$$\Delta_t \xi = \xi_t - \xi_{t_1}; \Delta_{t_2} \xi = \xi_{t_2} - \xi_{t_1}; \Delta_{t_3} \xi = \xi_{t_3} - \xi_{t_2}, \dots$$

не меняется при одновременном «сдвиге» всех моментов $t_1, \dots, t_n \rightarrow t_1 + s, \dots, t_n + s$ ($s \in R^1$).

Иногда рассматривают С. п. со с.п. 2-го, 3-го, ..., к-го порядка. Так, в случае $k = 2$ это означает, что для любой последовательности моментов времени $(*)$ стационарны вторые разности процесса ξ_t :

$$\Delta_t^2 \xi = \xi_t + \xi_{t_2} - 2\xi_{t_1}, \quad t = 1, \dots, n-2.$$

В случае, когда С. п. со с.п. к-го порядка имеет к-ю производную по времени $\xi_t^{(k)}$ (что означает соответ-

ствующую гладкость его реализаций), эта производная образует *стационарный случайный процесс*.

Лит.: Гнеденко В. В., Смирнов Б. В., Выделение в теории случайных процессов, 2 изд., М., 1977; Ротом С. М., А. Милос.

С-МАТРИЦА — то же, что *матрица рассеяния*. **СМАЧИВАНИЕ** — процессы, происходящие при взаимодействиях жидкости с поверхностью тв. тела или др. жидкостей и проявляющиеся в растекании жидкости и формировании пленки т. н. адгезионного контакта, возникновении менисков в капиллярных каналах, вытеснении одной жидкости другой, образовании капель жидкости на поверхности или пузырько-пористых тел, в проникновении жидкости в капиллярно-пористые тела. С. — следствие *адгезии* жидкости к определенной поверхности.

Положение капли жидкости на поверхности определяется поверхностными натяжениями жидкостей $\sigma_{ж}$, тв. тела $\sigma_{тв}$ и на границе поверхности с поверхностью жидкости $\sigma_{жтв}$. В равновесных условиях (т. е. в отсутствие гравитации, капиллярного эффекта, хим. взаимодействия, диффузии, адсорбции и т. д.) для обратимых процессов еще задается ур-нием Юнга:

$$\cos \theta = (\sigma_{тв} - \sigma_{жтв})/\sigma_{ж},$$

где θ — т. и. краевой угол — угол, отсчитываемый от смачиваемой поверхности в сторону смачивающей жидкости (см. рис. в ст. *Краевые углы*). С. сопровождается тепловыми эффектами, в частности выделяется т. н. теплота С.

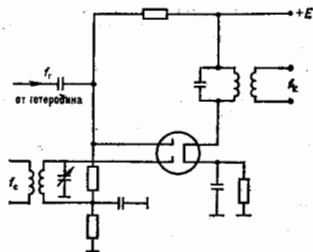
Краевой угол θ является мерой С., его величина зависит от соотношения между энергиями адгезии и когезии жидкостей. Для тв. смачиваемых поверхностей (лифобных) $0^\circ < \theta < 90^\circ$, по отношению к воде, гидрофильных) $0^\circ < \theta < 90^\circ$, для несмачиваемых (лифобных, гидрофобных) $\theta > 90^\circ$. Неравновесные условия, загрязнения поверхности, изменение темп-ры и др. факторы исключают возможность полного С. или полного его отсутствия, т. е. $\theta \neq 0^\circ$ и $\theta \neq 180^\circ$. Под влиянием воздействия θ изменяется, процесс, сопровождающийся его увеличением, наз. лифобизацией поверхности, уменьшением — её лифобилизацией. С. твердых поверхностей повышается при введении в смачивающую жидкость разл. веществ, напр. *поверхностно-активных веществ*, уменьшается — при нанесении на поверхность гидрофобных покрытий и т. д.

На величину θ влияет качество поверхности. Шероховатость лифобильной поверхности улучшает её С., лифобной — снижает С. Часто наблюдается задержка установления краевого угла, наз. *гистерезисом С.*, к-рая появляется при движении капель, при воздействии внеш. сил, из-за неравномерности поверхности и т. д. Величину θ можно определить, напр., по форме и размеру капель на плоской поверхности, в капиллярах и на нитях.

С. имеет важное значение в пром-сти. На его изменение основаны мн. технологич. процессы, флотация, полиграфич. и металлургич. процессы, нефтедобыча, смазка, окраска, пропитка, стирка и т. д.

Лит.: Горюнов Ю. В., Сумин В. Д., Смачивание, М., 1972; Зимон А. Д., Адгезия жидкости и смачивание, М., 1974; его же, Что такое адгезия, М., 1983.

А. Д. Зимон.
СМЕСИТЕЛЬ в радиотехнике — преобразователь частоты, использующий всомогат. генератор гармонических колебаний (гетеродин). С. выполняет перемножение преобразуемого (с частотой f_0) и гетеродина (с частотой f_0) сигналов, в результате чего образуются сигналы с комбинац. частотами $f_c \pm f_0$. Мерой эффективности С. служит крутизна преобразования $S_{пр}$, равная отношению амплитуды тока комбинац. частоты на выходе С. к амплитуде напряжения сигнала, приложенного ко входу. Другой характеристикой С. является *шумовая температура* $T_{ш}$. Преобразование осуществляется с помощью нелинейного элемента, в качестве к-рого могут служить: кристаллич. детектор (в диапазоне СВЧ), смесительная электронная лампа,



транзистор биполярный, полевые транзистор с одним или двумя авторами (рис.), дифференциальный усилитель, сверхпроводящий туннельный переход типа сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник. Последний даёт возможность получить преобразование с усилением и имеет такую шумовую темп-ру, близкую к квантовому пределу в ДВ-части миллиметрового диапазона. С. используется в супергерцовых приборах (см. *Супергерцовики*) для преобразования частоты принимаемого сигнала в промежуточную частоту (см. также *Детектирование сетки*).

Лит.: Гоноровский И. С., *Радиотехнические цепи и сигналы*, 4 изд., М., 1988; Манаев Е. И., *Основы радиоэлектроники*, 3 изд., М., 1990; Кошелев В. П., Овсянников Г. А., *Криогенные СВЧ устройства*, «Зарубежная радиоэлектроника. Криоэлектроника. Следящий выпуск», 1983, № 6, с. 31.

Ю. С. Константинов.

СМЕШАННОЕ СОСТОЯНИЕ (смесь состояний) — состояние квантовомеханич. системы, к-рое в отличие от *чистого состояния* не описывается *волновой функцией*. В С. с. не задан максимально полный набор независимых физ. величин, определяющих состояние системы, а определены лишь вероятности w_1, w_2, \dots нахождения системы в разл. квантовых состояниях, описываемых волновыми ф-циями ψ_1, ψ_2, \dots . Ср. значение \bar{A} к-л. физ. величины A (к-рой соответствует оператор \hat{A}) определяется в С. с. как сумма произведений вероятностей (*статистический вес*) w_i на ср. значения \bar{A}_i величин A в чистых состояниях ψ_i :

$$\bar{A} = \sum_i w_i \bar{A}_i, \quad \bar{A}_i = \int \psi_i^*(x) \hat{A} \psi_i(x) dx, \quad (1)$$

где ψ_i — волновая ф-ция в координатном представлении, полная вероятность $\sum_i w_i = 1$.

Для чистого состояния ф-лу (1) преобразованием волновых ф-ций можно привести к виду, в к-ром все вероятности w_i равны нулю, кроме одной, равной единице. Такое преобразование приводит к обычному выражению для квантовомеханич. средних; для С. с. такое приведение невозможно.

При задании оператора \hat{A} и матрицы плотности $\hat{\rho}$ в матричной форме ср. значение

$$\bar{A} = \text{Sp}(\hat{A} \hat{\rho}) = \sum_m (\hat{A} \hat{\rho})_{nn} = \sum_{m,n} A_{nm} \rho_{mn}, \quad (2)$$

причём среди индексов квантовых состояний m, n могут быть и непрерывные индексы, как в ф-ле (1). Ф-ла (2) справедлива для чистых и для смешанных состояний.

В С. с. в отличие от суперпозиции состояний (см. *Суперпозиция принципа*), разл. квантовые состояния не интерферируют между собой, т. к. при определении среднего складываются не волновые ф-ции, а ср. значения. Примеры С. с. — неполяризов. пучок частиц,

газ в термостате. Понятие С. с. играет большую роль в квантовой статистике и теории измерений в *квантовой механике*. Статистич. операторы, соответствующие *Гиббса распределению*, описывают С. с. Д. Н. Зубарев. **СМЕШАННОЕ СОСТОЯНИЕ** сверхпроводников (в Шубникова фазе) — особое состояние *сверхпроводников второго рода*. С. с. реализуется в интервале магн. полей от нижнего (H_{c1}) до верхнего (H_{c2}) критического магнитного поля. Существование С. с. продемонстрировано Л. В. Шубниковым в экспериментах со сверхпроводящими сплавами (1937). Теоретич. обоснование возникновения С. с. дано А. А. Абрикосовым (1957).

В магн. полях выше H_{c1} сверхпроводник переходит в нормальное (несверхпроводящее) состояние. В полях ниже H_{c1} магн. поле полностью выталкивается из массивного сверхпроводника (полный *Мейснера эффект*). При С. с. наблюдается неполный эффект Мейснера. Магн. поле проникает в сверхпроводник в виде абрикосовских вихрей — вихрей сверхпроводящего тока, несущих *квант магнитного потока*; в центре вихря (область размером порядка длины когерентности) *сверхпроводимость* подавлена. В поле H_{c1} возникает первый вихрь. С увеличением поля кол-во вихрей возрастает, а расстояние между ними уменьшается. Они образуют правильную (в отсутствие дефектов структуры) *решётку вихрей Абрикосова*. В поле H_{c2} нормальные области (центры вихрей) начинают перекрываться, и весь сверхпроводник переходит в нормальное состояние.

Лит.: Жей П. Ж. де, *Сверхпроводимость металлов* в силах, пер. с англ., М., 1968; Сан Жам Д., Сарма Г., Томас Е., *Сверхпроводимость второго рода*, пер. с англ., М., 1974.

СМЕЩЕНИЯ ТОК — величина, плотность к-рой ($J_{см}$) определяет скорость изменения во времени индукции электрич. поля D , $J_{см} = (\nabla \cdot D) / \partial t$ (в гауссовой системе единиц). Наряду с «обычным» электрич. током $J_{см}$ входит в *Максвелла уравнения* и является источником магн. поля H :

$$\text{rot } H = (4\pi/c)(j + J_{см}) \quad (*)$$

(j — плотность «обычного» электрич. тока). С. т. введён в 1865 Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) для согласования ур-ний переменного эл.-магн. поля с ур-нием сохранения электрич. заряда. Часть $J_{см}$, называемая плотностью тока поляризации $J_{п}$, обусловлена изменением во времени вектора поляризации P , $J_{п} = \partial P / \partial t$, и представляет собой электрич. ток, связанный с реальным смещением микрочарядов, входящих в состав нейтральных атомов, молекул, скопления свободных заряд. частиц или кваинейтральной плазмы.

Для обоснования добавочного члена в ур-нии (*) Максвелл постулировал аналогию между диэлектрич. и механич. упругой средами. Согласно этой аналогии, под действием приложенного электрич. поля E в диэлектрич. среде происходит электрич. смещение (т. е. относительное смещение положит. и отрицат. электр. зарядов в электрич.ски нейтральной среде), пропорциональное приложенному полю. Изменению во времени этого смещения представляет собой такой же электрич. ток, как и ток проводимости. Суммарный ток в ур-нии (*) Максвелл считал полным током в среде и называл его *истинным током*. В совр. электродинамике идея Максвелла об электрч. смещении фактически не используется, но вектор D иногда называют электрич. смещением.

Введение С. т. в ур-ние (*) позволило Максвеллу предсказать существование эл.-магн. волн, высказать гипотезу об эл.-магн. природе света и вычислить скорость света в вакууме через электродинамич. постоянные, входящие в ур-ние эл.-магн. поля.

Лит.: Максвелл Дж. К., *Трактат об электрич. и магнитн. яв.* Классики естествознания, пер. с англ., т. 1—2, М., 1989; Максвелл и развитие физики XIX — XX вв., М., 1985; см. также лит. при ст. *Максвелла уравнения*.

СМОЛУХОВСКОГО УРАВНЕНИЕ — дифференциальное уравнение, описывающее эволюцию распределения вероятностей для пространственного положения броуновской частицы. Пусть $w(x, t)$ — плотность вероятности того, что броуновская частица (см. *Броуновское движение*) в момент времени t находится в точке $x \in \mathbb{R}^3$. Тогда в предположении, что на эту частицу действует переменное силовое поле $K(x, t)$, плотность w удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$\partial w / \partial t = D \Delta w - \beta w \operatorname{div} K,$$

где Δ — Лапласа оператор, D и β — параметры, определяемые массой частицы, вязкостью, темп-рой среды и т. д.

Это уравнение впервые было выведено М. Смолуховским и явилось прообразом более общих дифференциальных уравнений в теории марковских диффузионных процессов (Фоккера — Планка уравнение, Колмогорова уравнения).

Лит.: Смолуховский М., Über Brownsche Molekularbewegung unter Einwirkung einer Kraft und deren Zusammenhang mit der verallgemeinerten Diffusionsgleichung, Ann. Phys., 1915, Bd 48, S. 1163; Гихман И. И., Скороход А. В., Теория случайных процессов, т. 2, М., 1973.

СНЕЛЛИЯ ЗАКОН преломления — закон преломления света на границе двух прозрачных сред, утверждающий, что при любом угле падения α отношение $\sin \alpha / \sin \beta$ (β — угол преломления) является величиной постоянной. Установлен В. Снеллием (W. Snellius) в 1620 и независимо от него в 1627—30 Р. Декартом (R. Descartes). На основе С. з. стало возможным ввести понятие преломления показателя. См. также *Преломление света*.

СОБСТВЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — проводимость полупроводника, обусловленная электронами, возбужденными на валентной зоне в зону проводимости и дырками, образовавшимися в валентной зоне. Концентрации n_i таких (зонных) электронов и дырок равны, и их можно выразить через эфф. плотности состояний в зоне проводимости (N_c) и в валентной зоне (N_v), ширину запрещенной зоны \mathcal{E}_g и абс. темп-ру T :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-\mathcal{E}_g / 2kT).$$

Т. к. проводимость σ полупроводника пропорциональна концентрации свободных носителей заряда и их подвижности μ , то в предельно слабых степенных зависимостях N_c , N_v и μ от темп-ры для собств. полупроводников можно получить соотношение:

$$\sigma(T) \propto \exp(-\mathcal{E}_g / kT).$$

При наличии примесей, обуславливающих примесную проводимость полупроводника, С. п. можно наблюдать в диапазоне изменения темп-ры полупроводника, в к-ром зависимость $\ln \sigma(T)$ линейна.

Лит.: см. при ст. *Полупроводники*. И. Л. Бейлихес.
СОБСТВЕННАЯ СИСТЕМА ОТСЧЕТА — система отсчета, связанная с рассматриваемым телом так, что все точки этого тела покоятся относительно неё. Таки образом, С. с. о. движется вместе с рассматриваемым телом и в общем случае произвольного движения не инерциальна и вращается. Если тело ограничено в пространстве, то вне его С. с. о. может быть продолжена, вообще говоря, произвольным образом и не определена однозначно (она может, напр., деформироваться с течением времени). Однако и нек-рых важных частных случаях существует физически преимушеств. выбор С. с. о. вне тела. Так, если тело жесткое и движется по инерции без вращения, то С. с. о. внутри и вне тела может быть выбрана как жесткая инерциальная система отсчета (и. с. о.). В случае призматического ускоренного движения жесткого тела без вращения С. с. о. хотя и не инерциальна, но также может быть жесткой внутри и вне тела. Однако в этом случае жесткая С. с. о. уже не может быть продолжена в пространстве вне тела неограниченно, т. к. силы инерции в разл. точках разные и неадекватно растут при сдвигении

на конечное расстояние в направлении действия этих сил. Действительно, скорость v ускоренной системы по отношению к фиксированной и. с. о. с течением времени возрастает, а порождено сокращение увеличивается. Поэтому адекват по ходу движения концы жесткого тела, покоящегося в ускоренной системе, будут «дологаты» передний. Т. о., разл. точки тела будут иметь разные ускорения, а следовательно в них будут и разные силы инерции f по отношению к и. с. о. при этом, когда $v \rightarrow c$, $f \rightarrow \infty$. Так, если нек-рая точка системы испытывает ускорение g , то на расстоянии $l = c^2/g$ от этой точки силы инерции $f \rightarrow \infty$. Чтобы в этом случае ввести С. с. о., к-рую можно продолжить во всем пространстве, её выбирают деформирующейся. При более сложных движениях тела, а также если само тело деформируется с течением времени, С. с. о. также должна быть выбрана деформирующейся. Это же вывод справедлив при движении тела в поле тяготения. При рассмотрении движения деформирующейся непрерывной среды С. с. о. часто называют сопутствующей системой отсчета. См. *Относительность теории тяготения*. И. Д. Новиков.

СОБСТВЕННАЯ ЧАСТОТА — частота нормальных колебаний или нормальных волн динамич. системы. **СОБСТВЕННАЯ ЭНЕРГИЯ ЧАСТИЦЫ** — энергия частицы \mathcal{E}_0 в собственной системе отсчета, т. е. в той системе, в к-рой она покоится: $\mathcal{E}_0 = m_0 c^2$ (m_0 — масса покоя частицы). С. э. ч. называют также *энергией покоя*.

СОБСТВЕННОЕ ВРЕМЯ — время, измеряемое часами, движущимися вместе с рассматриваемым телом, т. е. время в собственной системе отсчета. Время протекания к-л. процесса, измеряемое внеш. наблюдателем, мимо к-рого движется тело, зависит от относительности движения. Если измерения проводятся наблюдателем в инерциальной системе отсчета, то собств. промежутки времени τ , протекających у движущегося тела, связан с временем t системы отсчета ф-кой:

$$\tau = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - v^2(t)/c^2} dt, \quad (1)$$

где $v(t)$ — скорость движения тела. Промежутки С. в. являются длиной отрезка мировой линии данного тела, деленной на c . В общем случае при измерениях времени в произвольной (неинерциальной) системе отсчета и при наличии полей тяготения ф-ла (1) заменяется след. выражением:

$$\tau = c^{-1} \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{g_{00} + 2g_{0i}x^i + g_{ik}x^i x^k} d\alpha^0, \quad (2)$$

где g_{00} , g_{0i} , g_{ik} — компоненты фундаментальной метрич. тензора (по дважды встречающимся индексам подразумевается суммирование $i, k = 1, 2, 3$), $x^i = ct$, $d\alpha^0$ — компоненты скорости движения тела. Если тело покоится в статич. слабом поле тяготения, то ф-ла (2) принимает вид:

$$\tau = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 + \varphi/c^2} dt,$$

где φ — ньютоновский потенциал поля тяготения. Т. к. $\varphi < 0$, то С. в. в поле тяготения течет медленнее, чем вне его. См. *Относительность теории тяготения*. И. Д. Новиков.

СОБСТВЕННОЕ ЗНАЧЕНИЕ линейного оператора A , отвечающего собственному вектору (собственной функции) f из линейного пространства (векторного пространства) L , — комплексное либо вещественное число λ , такое, что

$$Af = \lambda f.$$

Совокупность всех собств. ф-ций, отвечающих одному и тому же С. з. λ , образует линейное подпространство

L_1 пространства L . Размерность L_1 наз. кратностью S . з. Если пространство L конечномерно, то S . з. совпадают с корнями характеристического многочлена, $\det \|A - \lambda I\|$, где A — матрица линейного преобразования A в нек-ром базисе, I — единичная матрица. Если оператор A самосопряжён (эрмитов оператор), то все его S . з. вещественны. В квантовой механике вещественные S . з. самосопряжённого оператора отвечают значениям наблюдаемых (измеряемых) величин. В частности, у каждой конечномерной эрмитовой $n \times n$ -матрицы A найдутся (с учётом кратностей) ровно n S . з.

В бесконечномерном случае можно сформулировать аналог этого утверждения для самосопряжённых компактных операторов. Оператор A , действующий, напр., в пространстве P бесконечномерных векторов $f = (a_1, a_2, \dots)$ с конечной нормой

$$\|f\|^2 = \sum_{n=1}^{\infty} |a_n|^2 < \infty$$

и соответствующим скалярным произведением, наз. компактным, если он переводит любую ограниченную последовательность векторов $\{x_n\}_{n=1}^{\infty}$ (т. е. такую, что для всех n выполнено неравенство $\|x_n\| < M$) в последовательность $\{Ax_n\}_{n=1}^{\infty}$, из к-рой всегда можно выбрать сходящуюся подпоследовательность. Отсюда, в частности, следует, что если выбрать последовательности $\{x_n\}$ ортонормированной: $(x_n, x_m) = 1$ при $n = m$ и 0 при $n \neq m$ [примером такой последовательности служат $x_n = (0, \dots, 0, 1, 0, \dots)$], то последовательность $\{Ax_n\}$ будет сходиться к нулю. Для таких операторов, действующих в пространстве P или в функциональных пространствах, справедлива теорема Рисса — Шапурова, утверждающая, что система собств. ф-ций (собств. векторов) такого оператора образует базис (полную систему из ортонормированных ф-ций) в соответствующем пространстве, а его S . з. λ_n сходятся к нулю при $n \rightarrow \infty$, причём каждое S . з. является корнем конечной кратности. К классу компактных операторов относятся все ограниченные интегральные операторы с интегрируемым ядром, к-рые часто встречаются в физике, напр. в задачах с потенциалами.

Класс компактных операторов оказывается слишком узким, чтобы описать все физические интересные случаи. Он не описывает унитарные операторы (т. е. операторы, сохраняющие норму; все S . з. таких операторов представляются в виде $e^{i\varphi}$, $\varphi \in \mathbb{R}$), а также дифференциальные операторы, к-рые, как правило, не ограничены. Обобщением понятия S . з. для таких операторов служат понятие спектра $\sigma(A)$ оператора A . Число λ принадлежит спектру оператора, если резольвента оператора A , $R(\lambda) = (\lambda I - A)^{-1}$, будет сингулярным оператором. Все S . з. A будут принадлежать $\sigma(A)$ [она будут изолированными (дискретными) точками $\sigma(A)$]. Однако помимо этих точек $\sigma(A)$ обычно содержит непрерывную часть, состоящую из таких точек λ , для к-рых оператор $R(\lambda)$ определён, но не ограничен. В обычном смысле таким λ не соответствует никакая собств. ф-ция, тем не менее анализ разложения по базису собств. ф-ций задаётся спектральным разложением.

Литт. см. при ст. Собственные функции. Д. О. Чехов. **СОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ** — то же, что нормальные волны.

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, происходящие в колебательной системе в отсутствие внешних воздействий; то же, что свободные колебания.

СОБСТВЕННЫЕ ФУНКЦИИ оператора, действующего в функциональном пространстве, — ненулевые ф-ции f_n , переводящиеся оператором A в пропорциональные им:

$$A f_n = \lambda_n f_n.$$

Комплексное либо вещественное число λ наз. собственным значением оператора A . В гильбертовом пространстве $L^2(\Omega, d\mu)$ ф-ция ψ на множестве Ω , интегрируемая с квадратом по мере $d\mu$, в к-ром задано скалярное произведение ф-ций

$$\langle f, \psi \rangle = \int_{\Omega} f^*(x)\psi(x)d\mu(x)$$

(звёздочка означает комплексное сопряжение) и вводится понятие сопряжённого оператора, особенно важную роль играют самосопряжённые линейные операторы (эрмитовы операторы, в дальнейшем линейность операторов подразумевается). Это такие операторы, для к-рых $\langle Ax, y \rangle = \langle x, Ay \rangle$ для всех x и y из $L^2(\Omega, d\mu)$ (эти скалярные произведения имеют смысл), множества всех допустимых ф-ций x и y должны совпадать; все собств. значения таких операторов вещественны. В квантовой механике с каждой наблюдаемой ассоциируется самосопряжённый оператор. S . ф. к-рого задают состояние системы с определённым значением оператора наблюдаемой. Напр., для гармонич. осциллятора оператор энергии (гамильтониан)

$$H = -\frac{1}{2} \left(\frac{d}{dx} \right)^2 + \frac{1}{2} x^2,$$

S . ф. к-рого являются функции Эрмита, ортогональные на $]-\infty, +\infty[$. При этом к-й S . ф. $\Psi_k(x) = (\sqrt{\pi} 2^k k!)^{-1/2} (x - d/dx)^k \exp(-x^2/2)$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) соответствует собств. значение $\lambda_k = k + 1/2$.

S . ф. f_1 и f_2 самосопряжённого оператора A , отвечающие разл. собств. значениям λ_1 и λ_2 , ортогональны, $\langle f_1, f_2 \rangle = 0$. Множество L_1 всех S . ф., отвечающих одному собств. значению λ , образует линейное подпространство, совпадающее с ядром оператора $A - \lambda I$ (I — единичный оператор), т. е. с множеством ф-ций, переводимых этим оператором в 0 (ядром оператора B наз. множество ф-ций f , для к-рых $Bf = 0$).

В приложениях (вариант. исчисление, классич. граничные задачи матем. физики) важную роль играют самосопряжённые интегральные операторы K :

$$(Kf)(x) = \int_{\Omega} K(x, y)f(y)d\mu(y),$$

ф-ция $K(x, y) = K^*(y, x)$ наз. ядром интегрального оператора (не путать с понятием ядра оператора, определённым выше). Если оператор K эрмитов, а его ядро — интегрируемая ф-ция, то K компактен и его S . ф. образуют базис в пространстве $L^2(\Omega, d\mu)$. Ядро $K(x, y)$ такого оператора можно разложить (в конечную либо бесконечную сумму):

$$K(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \varphi_n^*(x) \varphi_n(y), \quad (*)$$

где $\varphi_n(x)$ — набор (всегда конечный при данном n) ортонормированных S . ф., отвечающих одному и тому же собств. значению λ_n , при этом $|\lambda_n| \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$. Примером такого интегрального оператора может служить решение Дирихле задачи. Одним из критериев ограниченности является условие $K(x, y) \in L^2(\Omega \otimes \Omega, d\mu \otimes d\mu)$, т. е. ф-ция $K(x, y)$ интегрируема с квадратом по своим аргументам.

Класс самосопряжённых операторов, действующих на всём гильбертовом пространстве ф-ций $L^2(\Omega, d\mu)$, слишком узок, чтобы охватить все физические интересные величины. Не все даже ограниченные операторы имеют разложение (*). Напр., унитарный оператор сдвига $\varphi(x) \rightarrow \varphi(x+a)$ не имеет S . ф. в пространстве $L^2(]-\infty, +\infty[)$, то же справедливо и для неограниченных операторов, к к-рым относятся практически все дифферен-

циальные операторы. Для таких операторов понятие С. ф. обобщается в т. в. спектральном разложении. Рассмотрим спектр оператора $A, \sigma(A) \subset \mathbb{C}$. Если число $\lambda \in \sigma(A)$, то резольвента оператора $A, R(\lambda) = (\lambda I - A)^{-1}$, сингулярна на \mathcal{H} . Все особые значения A оказываются особыми точками $R(\lambda)$ [поскольку в них найдётся $f_1(x) \in \mathcal{H}$ такая, что $(\lambda I - A)f_1 = 0$ и обратного оператора на всём \mathcal{H} не существует]. Но помимо таких особенностей у $R(\lambda)$ будут и др. особые точки $\lambda \in \sigma(A)$, в к-рых оператор $R(\lambda)$ определён, но неограничен. Спектральная теорема утверждает, что всякий самосопряжённый оператор A допускает спектральное разложение вида

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda dE_\lambda.$$

Здесь E_λ — ортогональное семейство проекционных операторов, проектирующих на подпространство ф-ций в $L^2(\Omega, d\mu)$ таких, что $\langle f, A f \rangle \leq \lambda \langle f, f \rangle$. Для самосопряжённого оператора A , ядро к-рого допускает разложение (*) на С. ф. $\{\varphi_k(x)\}$, E_k будут интегральными операторами с ядром (спектральным)

$$E_k(x, y) = \sum_{\lambda_k \in \sigma(A)} \varphi_{\lambda_k}^*(x) \varphi_{\lambda_k}(y).$$

Рассмотрим спектральное разложение оператора импульса $P = (i/\hbar) \frac{d}{dx}$, действующего на прямой (см. Операторы). Его С. ф. e^{ikx} не принадлежит пространству $L^2(-\infty, +\infty)$ (хотя могут быть аппроксимированы ф-циями из L^2 на любом конечном отрезке). Всякий оператор $(P + rI)^{-1}$ будет неограничен для любого вещественного r ; т. о., спектр $\sigma(P) = \mathbb{R}$.

Для того чтобы построить спектральное разложение самосопряжённого оператора A , можно найти унитарное преобразование U пространства ф-ций \mathcal{H} и набор спектральных мер $\{\mu_\lambda\}_{\lambda \in \sigma(A)}$ (наличие целого набора спектральных мер вместо одной обобщает понятие кратности собств. значения λ), таких, что

$$U: \mathcal{H} \rightarrow \bigoplus_{\lambda \in \sigma(A)} L^2(\mathbb{R}, d\mu_\lambda),$$

т. е. оператор U переводит всё пространство ф-ций \mathcal{H} в набор подпространств, внутри каждого из к-рых оператор A действует как оператор умножения:

$$(UAU^{-1}\psi)_\lambda(k) = \lambda \psi_\lambda(k).$$

Для оператора импульса P таким унитарным преобразованием будет Фурье преобразование:

$$(Uf)(k) = (2\pi)^{-1/2} \int f(x) \exp(-ikx) dx.$$

Тогда

$$U \left(\frac{1}{i} \frac{d}{dx} f \right) (k) = k (Uf)(k),$$

а Фурье-образом проекционного оператора $E_k(x, y)$ будет оператор умножения на ф-цию $E_k(k) = \theta(\lambda - k)$, $\theta(k) = 1, k \geq 0$; $\theta(k) = 0, k < 0$:

$$U(E_k f)(k) = \theta(\lambda - k)(Uf)(k).$$

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 4 изд., М., 1989; Р и с с Ф., С е к е ф а л в и - Н а й в В., Лекции по функциональному анализу, пер. с франц., М., 1954; И о с и д а К., Функциональный анализ, пер. с англ., М., 1987; Р и д М., С а Я м о н Б., Методы современной математической физики, пер. с англ., т. 1 — Функциональный анализ, М., 1977; Математическая энциклопедия, т. 8, М., 1985. Л. О. Чехов.

СОБСТВЕННЫЙ ВЕКТОР оператора A — ненулевой вектор из векторного пространства L , к-рый переводится данным оператором в пропорциональный ему вектор, т. е.

$$Az = \lambda z,$$

где вещественное либо комплексное число λ наз. *собственным значением* оператора A . С. в. операторов, действующих в функциональном пространстве, наз. *собственными функциями*.

Для линейного оператора A множество L_λ всех С. в., отвечающих одному и тому же собств. значению λ , образует линейное подпространство, к-рое наз. *собств. подпространством* A . Если пространство L конечномерно (n -мерно), а матрица преобразования A эрмитова, то у неё имеется ровно n различных С. в., отвечающих вещественным собств. значениям.

Наличие С. в. у операторов в бесконечномерных пространствах — явление довольно редкое, хотя для физ. приложений существенно, что операторы спец. классов (интегральные, дифференциальные и т. п.) часто обладают обширными наборами С. в. Наиб. важным для физики бесконечномерным векторным пространством является пространство P векторов f, g вида (a_1, a_2, \dots) ,

(b_1, b_2, \dots) со скалярным произведением $(f, g) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k b_k^*$ (звезда означает комплексное сопряжение) и соответствующей конечной нормой $\|f\|^2 = (f, f) < \infty$. Это пространство изоморфно пространству квадратично интегрируемых ф-ций $L^2(-\infty, +\infty)$ и обладает всеми свойствами последнего.

В конечномерных пространствах, наоборот, у всякой n -мерной матрицы A имеется хотя бы один С. в., отвечающий, вообще говоря, комплексному собств. значению λ , а если к тому же матрица A невырождена, $\det A \neq 0$, то у такой матрицы найдутся ровно n реал. комплексных С. в. Это справедливо, в частности, для унитарных конечномерных матриц $A (A^* = A^{-1})$. В физ. приложениях часто возникает необходимость разложить произвольный вектор в сумму по С. в. заданной эрмитовой матрицы A [напр., привести к диагональному виду симметричную квадратичную форму (z, Az)]. Эта задача решается переходом с помощью унитарного преобразования к *базису*, составленному из С. в. матрицы A . В этом базисе действие оператора A сводится к умножению каждого базисного вектора на соответствующее ему собств. значение λ . В бесконечномерном случае аналогом этой процедуры диагонализации является т. н. спектральное разложение.

Лит. см. при ст. *Собственные функции*. Л. О. Чехов.

СОБЕРМЕННЫЙ ГАЗ в гидроаэромеханике — газ, параметры к-рого удовлетворяют Клапейрона-уриону $P = \rho \mu(R, T)$ (P — давление, ρ — плотность, R — газовая постоянная, μ — молярная масса). С. г. имеет постоянные уд. теплотыности при постоянном объёме давлений (соотв. C_V и C_P). В гидродинамике такой газ наз. *идеальным газом*; в термодинамике и газовой динамике под идеальным газом понимают газ, в к-ром отсутствует вязкость и теплопроводность (см. *Идеальная жидкость*). Модель С. г. удовлетворительно описывает поведение реальных газов и газовых смесей (напр., воздуха) в ограниченном диапазоне изменения P и T и широко используется при расчёто-теоретич. исследованиях течения газов.

С. Л. Вышнеговский.

СОБЛАДЕНИЯ МЕТОД — эксперим. метод физики элементарных частиц и ядерной физики, основанный на регистрации неск. событий (рождение и распад частиц, пролёт их через детектор и др.), совпадающих во времени или разделённых фиксиров. промежутками времени. Примером может служить регистрация прелёта частицы через неск. детекторов — сантиметрационных, газоразрядных и др. (рис. 1). Сигналы, поступающие от детекторов D_1, D_2, \dots, D_n , предварительно проходят через линии задержки L_1, L_2, \dots, L_n , позволяющие регулировать времена появления сигналов на их выходе. Затем импульсы формируются по амплитуде и длительности в формирователях F или только по амплитуде в дискриминаторах D . Эти поступающие на схему совпадений $СС$, к-рая срабаты-

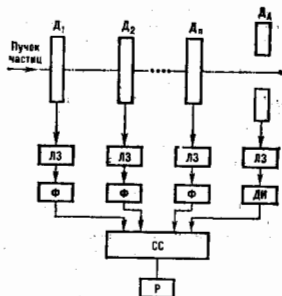


Рис. 1. Блок-схема, позволяющая регистрацию пролёта частицы через детекторы D_1, D_2, \dots, D_n ; D_n — детектор, включённый в схему антисовпадений; ДИ — дискриминатор с инвертированным выходом.

вает только от импульсов с длительностью и амплитудой, задаваемыми формирователем или дискриминатором. С выхода СС сигнал фиксируется регистрирующим устройством Р, напр. т. н. пересчётным прибором, к-рый фиксирует количество импульсов за определ. промежуток времени.

Времена задержек сигналов в ЛЗ подбираются так, чтобы сигналы с детекторов для регистрируемого события появлялись на входе СС одновременно. ЛЗ позволяет компенсировать разницу времён пролёта частицы через детекторы и разницу времён прохождения сигнала по кабелям и формирователям от детектора до СС.

С. м. сводится к регистрации сигналов от детекторов, совпадающих во времени на входе СС. Совпадающими наз. сигналы, полностью или частично перекрывающиеся во времени. Временной отбор сигналов осуществляется СС, к-рая реализует логич. функцию «и» (логич. умножение, см. Логические схемы), т. е. на её входе сигнал появляется лишь тогда, когда на все входы одновременно приходят импульсы определ. полярности.

Если на один или несколько из входов СС подать сигнал с инвертир. полярностью, то СС превращается в схему антисовпадений. На выходе СС сигнал может появиться только в тот промежуток времени, когда на этих входах нет сигнала с соответствующих детекторов. На рис. 1 показан детектор D_n , включённый в схему антисовпадений и выделяющий узкий пучок частиц (напр., синтиаллы), детектор с отверстием по оси пучка). Сигнал от D_n , сформированный по амплитуде и инвертированный в дискриминаторе, подаётся на СС, к-рая выделяет частицы, пролетевшие через все детекторы, но не пролетевшие через D_n .

Схема совпадения СС характеризуется числом каналов и связанным с ними детекторов (кратность). Степень разброса времён прихода сигналов, при

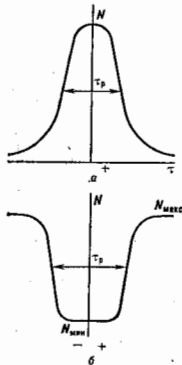


Рис. 2. Зависимость скорости счёта N на выходе схемы совпадения от задержки: а — в канале совпадений (кривая совпадений); б — в канале антисовпадений (кривая антисовпадений).

к-ром сбрасывается СС, определяется её разрешающим временем τ_p . Если измерить зависимость скорости счёта N на выходе СС от величины задержки τ в одном из каналов совпадения, то получится кривая совпадения (рис. 2, а). Разрешающим временем τ_p в данном канале наз. ширина на половине высоты максимума кривой совпадения. Если изменить задержку в канале антисовпадения, то получим кривую антисовпадения (рис. 2, б), к-рая определяет τ_p антисовпадений.

В зависимости от типа детекторов и эксперимента существуют медленные СС ($10^{-7} < \tau_p < 10^{-6}$ с), быстродействующие ($10^{-3} < \tau_p < 10^{-7}$ с) и сверхбыстродействующие ($\tau_p \leq 10^{-9}$ с).

Важной характеристикой СС является т. н. коэф. отбора $K = A_n/A_{n-1}$, где A_n — амплитуда выходного сигнала СС при совпадении в n каналах (антисовпадения исключаются), A_{n-1} — при совпадении в $(n-1)$ каналах. Коэф. K должен быть велик, иначе A_n будет мало отличаться от A_{n-1} , и совпадения трудно будет отличить от их отсутствия. Чувствительностью СС наз. мин. амплитуда сигнала на её входе, вызывающая сигнал на выходе. Иногда формирующие устройства на входе выполняются вместе с СС в одном блоке.

Истинные совпадения, связанные с исследуемым явлением (неск. детекторов регистрируют одну и ту же частицу), следует отличать от случайных совпадений (фона), обусловленных шумами детекторов или частицами, случайно прошедшими через детекторы за время τ_p (разные частицы через разные детекторы). Можно показать, что для двухканальной СС число случайных совпадений в 1с $N_{сл} = 2N_1N_2\tau_p$, для трёхканальной $N_{сл} = 4N_1N_2N_3\tau_p^2$, где N_1, N_2, N_3 и т. д. — ср. числа импульсов в 1 с, регистрируемых отд. детекторами. Для уменьшения $N_{сл}$ необходимо увеличить число детекторов n , регистрирующих истинные совпадения, или уменьшить τ_p . Увеличение n из-за конечной эффективности каждого детектора уменьшает вероятность регистрации истинных совпадений, т. е. уменьшает эффективность СС. Уменьшение τ_p также ограничено свойствами детекторов: интервал времени от пролёта частицы через детектор до появления сигнала на выходе детектора τ_d (задержка) статистически колеблется. В *сцинтилляционных детекторах*, напр., это колебание обусловлено их геом. размерами и местом прохождения частицы. Для того чтобы эффективность счёта истинных совпадений не уменьшалась, необходимо условие $\tau_p > \tau_d$. Конечное время нарастания импульсов на выходе детекторов в их амплитудный разброс также приводит к дополнительной флуктуации момента сбрасывания СС, затрудняя использование малого τ_p при высокой эффективности.

При регистрации процессов в пучках частиц высокой интенсивности возникает задача получения т. н. эффективных антисовпадений. Эффективными наз. антисовпадения, к-рые позволяют получить макс. подавления счёта, т. е. наименьшую относит. скорость счёта $N_{мин}$ в минимуме кривой антисовпадений (рис. 2, б) при макс. скорости счёта $N_{макс}$ за пределами τ_p . Уровень подавления определяется т. н. физ. и схемной неэффективностью антисовпадений. Физ. неэффективность обусловлена случайными совпадениями сигналов детекторов в каналах совпадений, конечной эффективностью регистрации частиц детектором антисовпадений и т. д. Схемная неэффективность определяется прохождением сигналов на выход схемы антисовпадений, хотя сигналы от детекторов антисовпадений превышают порог сбрасывания формирующих устройств в каналах антисовпадений и появляются во времённом интервале τ_p кривой антисовпадений. Одна из причин схемной неэффективности — т. н. мёртвое время формирующих устройств. На рис. 1 в канале антисовпадений формирование сигнала осуществляется дискриминатором ДИ, имеющим меньшее мёртвое время, чем формирующее Ф. Осн. требование к каналу антисовпадений: мёртвое

время устройства, формирующего сигнала, не должно превышать их длительности или должно отсутствовать. Для достижения эффективности антисовпадений необходимо превышение длительности сформированного сигнала в канале антисовпадений над его мёртвым временем на величину, минимальную и достаточную для перекрытия длительности и разброса времени появления сигналов совпадений на входе СС, необходимо также минимизировать длительность и разброс времени появления сигналов со всех детекторов.

Помимо ядерной физики и физики элементарных частиц С. м. применяется как метод измерений, основанный на сопоставлении ряда чередующихся сигналов, соответствующих значениям измеряемой величины, с рядом сигналов, относящихся к известной величине. Определение измеряемой величины производится по совпадению сигналов. К С. м. можно отнести, в частности, стробоскопич. метод измерения частоты механич. и эл. магн. колебаний.

Лит.: Гольдманский В. Н., Кущенко А. В., Подгорская М. И., Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, М., 1959; Схеменная эффективность антисовпадений при регистрации частиц высокой энергии, Сергучев, 1969; Ко в а л д с к и й Я., Физика электроники, пер. с англ., М., 1972; Эффективные антисовпадения при больших нагрузках детекторов, Сергучев, 1978; Р е х и н Е. И., Ч е р н о в П. С., Васильев С. П., Метод совпадений, М., 1979; Гольдманский, В. Н.,

СОГЛАСУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО — электр. цепь или электронное устройство, к-рое обеспечивает оптим. условия передачи энергии от источника сигнала к нагрузке (приёмнику) путём преобразования выходного сопротивления источника или входного сопротивления нагрузки.

При заданном напряжении источника мощность сигнала, поступающая в нагрузку, максимальна, если выходное сопротивление источника ($Z_{\text{в}} = R_{\text{в}} + jX_{\text{в}}$) и сопротивление нагрузки ($Z_{\text{н}} = R_{\text{н}} + jX_{\text{н}}$) удовлетворяют условиям согласования: $R_{\text{в}} = R_{\text{н}}$, $X_{\text{в}} = -X_{\text{н}}$. Для получения макс. мощности в случае, когда эти условия не выполняются, между источником и нагрузкой включается реактивная цепь (без потерь), такая, что входное сопротивление этой цепи с подключённой к выходу нагрузкой удовлетворяет условиям согласования. Поскольку сама цепь не расходует энергию источника, в нагрузку передаётся макс. мощность. Обычно в качестве С. у. используется **трансформатор**.

В области высоких и сверхвысоких частот, когда длина линии передачи (двухпроводной линии, коаксиальной линии, волновода и др.) превышает длину волны сигнала, С. у. служит для устранения отражения сигнала от нагрузки, подключённой к линии. Отражение отсутствует, когда сопротивление нагрузки равно **волновому сопротивлению** линии. Если нагрузка не удовлетворяет этому условию, к линии вблизи нагрузки подключается С. у., и его электр. параметры и место подключения выбираются так, что волны, отражённые от нагрузки и С. у., взаимно уничтожаются. В качестве С. у. применяются четвертьволновые отрезки линий (четвертьволновые трансформаторы), короткозамкнутые отводы от линии (шлейфы), отражающие перегородки в волноводах (диафрагмы), и др. Простейшие С. у. обычно укомплектованы. Для согласования в широком интервале частот служат многоэлементные С. у. сложной структуры.

В качестве С. у. также широко применяются электронные усилители, в к-рых устанавливают требуемые значения входного и выходного сопротивлений (напр., путём регулирования отрицательной **обратной связи**). Для согласования источника, обладающего высоким сопротивлением, и нагрузки с малым сопротивлением обычно используют **повторители напряжения**.

Лит.: А. В. Степанов.
СОЛЕНОИД (от греч. solén — трубка и éidos — вид) — проводящая спираль, с током, характеризующаяся числом витков на единицу длины n , длиной l , диаметром d ; толщина провода и шаг спирали (винтовой линии) ма-

лы по сравнению с d и l . Термин «С.» применят и в более широком значении — так называют катушки с произвольным сечением (квадратной С., прямоуг. С.), и не обязательно цилиндрические (тороидальный С.). Различают длинный С. ($l \gg d$) и короткий ($l \ll d$). В тех случаях, когда соотношение между d и l специально не оговаривается, подразумевается длинный С. В теоретич. физике моделью С. служит система поверхностных токов $j_{\text{в}}$, текущих по цилиндрич. поверхности перпендикулярно к образующей ($j_{\text{в}} = nI$, где I — ток моделируемого С.).

С. изобретён в 1820 А. Ампером (А. Ampère) для усиления открытого Э. Эрстедом (Н. Oersted) магн. действия тока и был применён Д. Араго (D. Arago) в опытах по намагничиванию стальных стержней. Магн. свойства С. были экспериментально изучены Ампером в 1822 (тогда же им был введён и термин «С.»), была установлена эквивалентность С. постоянным природным магнитам той же конфигурация, что явилось подтверждением электродинамич. теории Ампера, объясняющей магнетизм взаимодействием скрытых в телах кольцевых молекулярных токов.

Энергия магн. поля С. с точностью до величины порядка d/l сосредоточена внутри С. Вдали от концов С. внутр. поле близко к однородному с напряжённостью $H = nI$ в СИ (в гауссовой системе единиц $H = 4\pi nI/c$). Внеш. поле С. близко к полю двух магн. зарядов $\pm q^m$, помещённых на его концах [$q^m = \mu_0 n^2 l d^2 / 2$ (μ_0 — магн. постоянная) в СИ, $q^m = \pi^2 n^2 d^2 l / c$ в гауссовой системе единиц]. Силовые линии магн. поля С. приведены на рис.

С. используются в физике и технике для создания квазиоднородных магн. полей и в качестве индуктивных элементов токовых цепей. С. с ферромагн. сердечниками применяются в качестве электромагнитов.

Лит.: Калантаров П. Л., Петляев Л. А., Расчет индуктивности, 3 изд., Л., 1968; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., т. 1, 5, 2 изд., М., 1977. Г. В. Перышкин.
СОЛИТОН (от лат. solus — один) — локализованное стационарное или стационарное в среднем возмущение одномерной или пространственно-периодич. нелинейной среды.

С. характеризуется следующими свойствами: локализован в конечной области; распространяется без деформации, переносит энергию, импульс, момент импульса; сохраняет свою структуру при взаимодействии с другими же С.; может образовывать связанные состояния, ансамбли. Профиль (форма) С. определяется в нелинейной среде двумя конкурирующими процессами: распылением волны из-за дисперсии среды и «прокидыванием» нарастающего волнового фронта из-за нелинейности.

До нач. 1960-х гг. С. называли уединённую волну — волновой пакет неизменной формы, распространяющийся с пост. скоростью по поверхности тяжёлой жидкости конечной глубиной и в плазме. Ныне под определением С. подпадет множество разнообразных физ. объектов. Первая классификация С. может быть сделана по числу пространственных измерений, вдоль к-рых происходит локализация стационарного возмущения нелинейной среды. К о д н о м е р н ы м С. относятся классич. уединённые волны в жидкостях, доменные стенки в ферро- и антиферромагнетиках, 2л-импульсы и солитоны отблещающей в нелинейной оптике (см. **Солитоны оптич. квант.**), локализов. моды коллективной проводимости в молекулах органич. полупроводников и в одномерных металлах (см. **Волны зарядовой плотности**), С. (кванты магн. потока) в джозефсоновских контактах в сверхпроводниках (см. **Джозефсоновский эффект**) и т. д. Д в у м е р н ы м С. относят дислокации в кристаллич. решётке, дискликации в жидких

