

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

5

**СТРОБОСКОПИЧЕСКИЕ
ПРИБОРЫ — ЯРКОСТЬ**

Главный редактор
А. М. ПРОХОРОВ

Редакционная коллегия:

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

Москва
Научное издательство
«Большая Российская энциклопедия»
1998



СТРОБОСКОПИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ (от греч. *strobos* — кружение, беспорядочное движение и *skopeo* — смотрю) — контрольно-измерит. устройства для наблюдения быстрых периодич. движений объектов, основанные на использовании *стробоскопического эффекта*. С. п. применяются для измерения частоты колебаний механ. и электрон. систем, резонанса, числа оборотов механизмов, для изучения вибраций разл. тел и т. д. Принцип действия С. п. заключается в том, что совершающее периодич. движение тело освещается т. н. стробирующими импульсами света и делается видимым в отдельные, очень малые по сравнению с периодом колебаний тела промежутки времени. Если частота импульсов света f_1 совпадает с частотой колеб. движения тела f_2 , то тело кажется остановившимся. При нек-ром различии частот тело представляется совершающим замедленное движение с частотой $f = f_2 - f_1$.

С. п. подразделяют на механические или оптико-механические, электронные, электрооптические, лазерные и осциллографические. К механическим С. п. относятся приборы с механ. obturаторами (прерывателями) света в виде дисков или полых барабанов со щелями, через к-рые наблюдают объект. Измеряя скорость вращения диска, при к-рой наблюдаемый объект кажется остановившимся, можно определить f_1 . Такие приборы наз. стробоскопич. тахометрами. Пл. достоинство строботахометра — возможность измерения угл. скоростей вращения тел без контакта с объектом измерения, что, с одной стороны, позволяет измерять скорость видимых, но труднодоступных объектов, а с др. стороны — измерять скорость маломощных объектов без всякого тормозящего воздействия на них со стороны прибора. Диапазон измерения такими тахометрами 30—3000 рад/с.

В электрооптических С. п. в качестве прерывателей света используют *оптические затворы*, к-рые обеспечивают высокую частоту (10^4 — 10^5 Гц) и большую скважность световых импульсов.

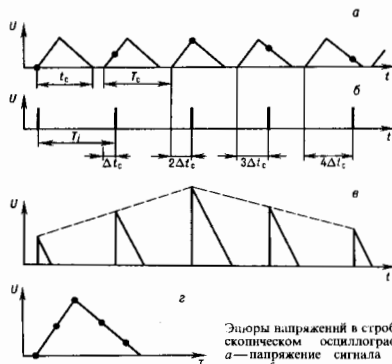
Наиб. совершенные промышленные С. п. — электронные, состоящие из задающего частоту импульсов генератора и управляемого источника световых импульсов (лазера или газоразрядной лампы), освещающего контролируемый объект с инерционными на него метками. Частота генератора и, следовательно, частота вспышек плавно регулируются изменением параметров электр. цепи обычно в пределах от 2 до 2500 Гц.

Выпускаются С. п. спец. назначения: для создания световых эффектов в театре, регулирования угла зажигания

в автомобильном двигателе, исследования движения головок связей и т. д.

Существуют С. н. с автоматизиров. обработкой результатов измерения — стробоскопич. тахометры с цифровым выходом, стробоскопич. осциллографы и др.

Стробоскопич. осциллограф представляет пример реализации электронного варианта С. н., в к-ром для анализа повторяющегося быстротекущего электронного процесса роль светового импульса выполняет стробирующий электр. импульс, а роль синхронизатора стробоскопич. образа — не зрительный аппарат человека, а блок электронной обработки сигнала. Принцип работы стробоскопич. осциллографа пояснен эпюрами напряжений U (рис.). Измеряются мгновенные значения повторяющихся сигналов (a), ноступающих на его вход, с помощью коротких стробимпульсов напряжения (b). Стробимпульсы автоматически сдвигаются во времени относительно сигнала при каждом его повторении и таким образом последовательно считывают его. В результате, куда поступают сигналы и стробимпульсы, происходит модуляция импульсов по амплитуде и одновременно их расширение (a). На выходе устройства образуется последовательность расширенных импульсов напряжения, огибающая к-рых повторяет форму сигнала. При этом каждый расширенный импульс несёт информацию о величине сигнала в данной точке. Это последовательность импульсов в свою очередь циклично повторяется. Выделяя огибающую расширенных импуль-



Эпюры напряжений в стробоскопическом осциллографе: a — напряжение сигнала на входе; b — напряжение стробимпульсов; $в$ — напряжение импульсов, модулированных сигналом и расширенных; z — изображение исследуемого импульса; t — время регистрации; T — время изображения.

сов, можно получить аналоговый сигнал (ε), к-рый идентичен по форме исследуемому, поступающему на вход осциллографа, но «растянут» во времени. Коэф. растяжения сигнала во времени оказываются равным отношению периода повторения стробимпульсов T_1 к шагу считывания Δt_c .

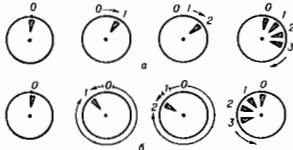
Благодаря накоплению сигнала во времени стробоскопич. осциллограф обладает высокой чувствительностью (единицы милливольт), а благодаря «вырезке» сигнала без помех узкими стробимпульсами из широкой возможности пропускания прибора (до 1 Гц) обеспечивается возможность анализировать переходные процессы в наносекундном диапазоне (10^{-9} – 10^{-7} с) с малой погрешностью (1%) в большом динамич. диапазоне (10^{-3} –1 В). Этот стробоскопич. метод исследований широко применяется для измерения амплитуд и мгновенных значений наносекундных повторяющихся импульсов. На аналогичных принципах работают стробоскопич. диктаторы и др. приборы.

Лит.: Богданов Ю. М. Приборы точной механики. М., 1960; Рабкин Ю. А. Стробоскопическое осциллографирование. 2 изд. М., 1972; Лассан В. Л. Измерение угловых скоростей. М., 1970; Рабкин Ю. А. [и др.]. Исследование пикосекундных импульсов стробоскопическими осциллографами и устройствами. «Известия техника», 1984, № 1, с. 51.

А. Г. Валуев.

СТРОБОСКОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — один из видов *иллюзий оптических*, заключающийся в слиянии в сознании зрителя в один образ отд. изображений неподвижных или движущихся предмета, наблюдаемых не непрерывно, а в течение ряда коротких и периодических следующих друг за другом интервалов времени. С.э. возникает, напр., при периодич. вспышках света в тёмном помещении или при периодич. открывании и закрывании вращающимся диском с прорезями просматриваемой на экран картины. С.э. обусловлен т.н. инерцией зрения, т.е. сохранением в сознании наблюдателя зрительного образа в течение 0,1–0,2 с уже после того, как картина, вызвавшая этот образ, исчезнет. Если время между двумя последоват. наблюдениями предмета < 0,1–0,2 с, то образы, вызванные отдельно каждым актом наблюдения, сливаются и наблюдение субъективно кажется непрерывным. При таком последоват. восприятии ряда стационарных положений объекта, отличающихся неск-рым изменением их формы или расположения, возникает впечатление движения объекта. При этом угол свдвиг контуров объекта не должен превышать для наблюдателя 4° , чтобы движение воспринималось влвно непрерывным, без скачков.

Возможны два типа С.э. Первый возникает при прерывистом наблюдении произвольно движущихся тел. Этот тип С.э. используется в кинематографе и телетелении для воспроизведения движущихся изображений. Второй тип С.э. возникает при наблюдении объектов, совершающих периодич. или квазипериодич. движение. Иллюзия полной неподвижности вращающегося с частотой f_1 предмета, напр. колеса (рис.), возникает, если частота f_2 совпадает



с частотой моментов наблюдения (вспышек) f_2 . Вращающиеся спица каждый раз освещается в одном и том же положении θ и кажется неподвижной. Если же f_2 и f_1 не равны, то воспринимается как движущееся движение характеризуется частотой $f_2 - f_1$. На рис. (а) $f_2 < f_1$, т.е. время между вспышками больше периода оборота спицы и она успевает сделать целый оборот и ещё повернуться на небольшой угол. При каждой следующей вспышке спица

будет казаться единую немного в направлении вращения последовательно в положения 1, 2, 3 и т.д., т.е. будет казаться медленно вращающейся в том же направлении. Если $f_2 > f_1$, то каждая последующая вспышка будет освещать спицу, когда она ещё не сделала полного оборота, т.е. будет казаться в положениях 1, 2, 3 (рис. б), и она будет казаться медленно вращающейся в сторону, противоположную ее реальному движению.

Приборы для реализации С.э. второго типа наз. стробоскопами. В совр. стробоскопах непрерывное освещение осуществляется с помощью импульсных ламп с регулируемой частотой вспышек. Второй тип С.э. хорошо наблюдается при движении объекта с периодич. структурой (вращающиеся диски, разделённые на сектора, колеса со спицами); его используют, напр., в индикаторах угл. скоростей.

Лит.: Краковс В. В. Паз и его работа. 4 изд. М.—Л., 1950; Луизов А. В. Инерция зрения. М., 1961.

СТРОНЦИЙ (Strontium), Sr.—хим. элемент II группы периодич. системы элементов, ат. номер 38, ат. масса 87,62, щелочно-земельный металл. Природный Sr.—смесь стабильных ^{84}Sr , ^{86}Sr , ^{87}Sr в к-рой преобладает ^{88}Sr (82,58%), а меньше всего ^{84}Sr (0,56%). Конфигурация внеш. электронной оболочки $5s^2$. Энергии последоват. ионизации равны соответственно 5,695, 11,030, 42,884, 56,3, 71,6 эВ. Радиус атома С. 0,215 нм, радиус иона Sr^{2+} 0,120 нм. Значение электроотрицательности 0,99.

В свободном виде — мягкий золотистый-жёлтый металл. При темп-рах от комнатной до 248°C устойчив α -Sr с кубич. гранецентрированной решёткой (параметр $a=0,6085$ нм), при темп-рах 248 – 557°C — β -Sr с гексагональной решёткой (параметры $a=0,432$ нм и $c=0,706$ нм), от 557°C до $t_{\text{пл}}=768^\circ\text{C}$ — γ -Sr с кубич. объёмноцентрированной решёткой (параметр $a=0,485$ нм). Плотность α -Sr 2,630 г/см 3 , $t_{\text{пл}}=1390^\circ\text{C}$, теплоёмкость $c_p=26,81$ Дж/(моль·К), теплодл. плавления 8,38 кДж/моль, теплодл. сублимации 131,7 кДж/моль, теплодл. кипения 134 кДж/моль. Угл. электр. сопротивление 0,20 мкОм·м (при 0°C), термич. коэф. электр. сопротивления $5,2 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$ (при 0 – 200°C). Магн. восприимчивость $1,05 \cdot 10^{-9}$. Ср. термич. коэф. линейного расширения $2,3 \cdot 10^{-5}\text{K}^{-1}$. Модуль нормальной упругости 16,0 ГПа, модуль сдвига 6,08 ГПа, модуль объёмного сжатия 12,2 ГПа.

Химически высокоактивен, реагирует с кислородом и азотом воздуха, степень окисления в соединениях +2. По хим. свойствам аналогичен кальцию и барию.

Металлич. С. используют в качестве газополнителя в эл.-вакуумных приборах, его добавляют в алюминий и др. спец. сплавы. Фторид С.—люминофор, лазерный и оптич. материал. Добавка оксида С. (SrO) в стекла улучшает их радиац. стойкость. Соли С. [нитрат С. $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ и др.] применяют в пиротехнике для окрашивания пламени. При делении ядер У в ядерных реакторах и при взрывах ядерного оружия образуются значит. кол-ва В-радиоактивных нуклидов С. ^{89}Sr ($T_{1/2}=50,5$ сут) и ^{90}Sr ($T_{1/2}=29,12$ года), к-рые представляют большую опасность для окружающей среды (особенно ^{90}Sr), т.к. длит. время находятся в поверхностном слое Земли и обладают высокой миграционной способностью. ^{90}Sr накапливается в костных тканях живых организмов, замещая Са, что ведёт к хрупкости костей и др. вредным воздействиям на организм, поэтому актуальна проблема очистки от него сточных вод АЭС и др.

С. С. Бердоснов.
СТРУКТУРНАЯ АМПЛИТУДА — способность элементарной ячейки кристалла когерентно рассеивать рентг. излучение. Зависит от числа атомов в кристаллич. ячейке, их атомных факторов, длин и углов связей. То же, что *структурный фактор*.

СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ в квантовой теории поля — функция инвариантных импульсных переменных, определяющих неугнугос взаимодействия q -кванта или W^+ , Z^0 -бозонов с адронами. С. ф. входит в выражение для фуры-образа коррелятора двух векторных токов (эл.-магнитных или слабых) $J_\mu(x)$ в адронном состоянии ($\langle P|$ с 4-импульсом P).

$$W_{\nu\nu}(P, q) = \frac{1}{2}(2\pi)^2 \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \langle P | j_{\nu}(\frac{\mathbf{x}}{2}) j_{\nu}(-\frac{\mathbf{x}}{2}) | P \rangle d^3x =$$

$$= (-g_{\nu\alpha} + q_{\alpha}q_{\nu}/q^2) F_1 + \left(\frac{P_{\nu}}{(Pq)} \frac{q_{\alpha}}{q^2} \right) \left(\frac{P_{\alpha}}{(Pq)} \frac{q_{\nu}}{q^2} \right) F_2 +$$

$$+ i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{P_{\alpha}q_{\beta}}{2(Pq)} F_3. \quad (*)$$

Здесь $g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор, $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$, $F_{1,2,3}$ — С. ф., зависящие от $Q^2 = -q^2$ (где q — иск-рый 4-импульс), отношения $x = Q^2/2(Pq)$ и квадрата массы адрона P^2 ; $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ — абсолютный антисимметричный тензор (принята система единиц $\hbar = c = 1$). При этом F_2 и $F_3 - xF_2$ определяют взаимодействие поперечно и продольно поляризованного виртуального γ -кванта, а F_1 — корреляция аксиального и векторного токов. Коррелятор (*), а следовательно, и С. ф. входят в выражения для дифференц. сечения рассеяния лептонов на адронах (см., напр., *Глубоко неупругие процессы*) в низшем порядке по константе эл.-магнитного (или слабого) взаимодействия.

В нереле упрягого рассеяния, когда $(P+q)^2 = P^2$ (в этом случае q — 4-вектор передачи импульса от лептона адрону), С. ф. выражаются через квадраты *формфакторов* адрона и быстро падают с ростом Q^2 . Для глубоко неупругого рассеяния в нереле больших $(P+q)^2$, $Q^2 \gg P^2$, но фиксированном значении x (т. п. бёркеновский предел) экспериментально установлено, что С. ф. слабо зависят от Q^2 . В модели *партонов* С. ф. выражаются через распределение партонов в адроне по долям полного импульса адрона P . При этом роль долей импульса играет переменная x . Таким образом, С. ф. в этой модели не зависят от Q^2 .

В оперируемой квантовой теории поля зависимость С. ф. от Q^2 связана с динамик. *аномальными размерностями* локальных операторов в *операторном разложении* произведения токов в выражении (*). Это приводит к модификации партоновой модели, к зависимости распределений партонов от квадрата передачи импульса Q^2 , отходу от точечности партона и возможности неупругого взаимодействия партонов с лептонами. Все эти эффекты (в т. ч. и аномальные размерности) вычисляются в теории возмущений *квантовой хромодинамики* с эфф. зарядом $\alpha_s(Q^2)$.

Лит. см. при т. *Глубоко неупругие процессы*. А. В. Ефремов.
СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ случайного процесса $\{\xi_{\tau}, \tau \in T\}$ ($T \subseteq R^1$ — иск-рый конечный или бесконечный интервал) — корреляция $D(\tau_1, \tau_2)$ его приращений $\Delta\tau_1, \xi_{\tau_1}$ и $\Delta\tau_2, \xi_{\tau_2}$ на двух промежутках времени $\tau_1 = (t_1, t_1')$, $\tau_2 = (t_2, t_2')$ $t_1 < t_1', t_2 < t_2'$, где $\Delta\tau_i, \xi_{\tau_i} = \xi_{t_i'} - \xi_{t_i}$.
 Таким образом,

$$D(\tau_1, \tau_2) = \langle (\Delta\tau_1, \xi_{\tau_1} - \langle \Delta\tau_1, \xi_{\tau_1} \rangle) (\Delta\tau_2, \xi_{\tau_2} - \langle \Delta\tau_2, \xi_{\tau_2} \rangle) \rangle =$$

$$= \langle \Delta\tau_1, \xi_{\tau_1} \rangle \langle \Delta\tau_2, \xi_{\tau_2} \rangle - \langle \Delta\tau_1, \xi_{\tau_1} \rangle \langle \Delta\tau_2, \xi_{\tau_2} \rangle,$$

где $\langle \dots \rangle$ означает среднее по распределению вероятностей процесса ξ_{τ} .

Иногда С. ф. называют только дисперсию $D(\tau)$ (приращений $\Delta\tau, \xi_{\tau}$:

$$D(\tau) \equiv D(\tau, \tau) = \langle (\Delta\tau, \xi_{\tau} - \langle \Delta\tau, \xi_{\tau} \rangle)^2 \rangle$$

[по ф-ции $D(\tau)$ можно восстановить и полную С. ф. $D(\tau_1, \tau_2)$; см., напр., лит-ру].

В случае *случайного процесса со стационарными приращениями* $\{\xi_{\tau}, \tau \in R^1\}$ его С. ф. $D(\tau_1, \tau_2)$ не меняется при любом «сдвиге» промежутков τ_1, τ_2 :

$$\tau_1 \rightarrow \tau_1 + s = (t_1 + s, t_1' + s), \quad i = 1, 2; \quad s \in R^1.$$

Лит.: Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, М., 1965. П. А. Милос.

СТРУКТУРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ (конфигурационные фазовые переходы, полиморфные превращения) — фазовые переходы в кристаллич. твердых телах, состоящие в перестройке структуры этих тел за счёт изменения взаимного расположения отдельных атомов, ионов или их групп и приводящие обычно к изменению типа *симметрии кри-*

сталла. С. ф. п. могут происходить при изменении одного или неск. термодинамич. параметров — темп-ры T , давления p , концентрации компонент (в случае *сплава* или *твердого раствора*) и др. Набл. изучены С. ф. п. по темп-ре. Как правило, при понижении T до T_c происходит С. ф. п. из кристаллич. структуры с более высокой симметрией в кристаллич. структуры с более низкой симметрией. При этом исходная и конечная кристаллич. модификации (фазы) могут резко отличаться по свойствам (см. *Полиморфизм*). С. ф. п. обычно сопровождаются изменением свойств твёрдого тела — упругих, электрических, магнитных и т. п. (см. *Сегнетоэлектрики*, *Сегнетоэластики* [2, 3]).

Если изменяется только точечная симметрия кристалла, то С. ф. п. наз. *обострившими*, если изменяется трансляционная симметрия, — *необострившими*. Как последние приводят к возникновению *сверхструктур*, так союзмерных, так и несоюзмерных, а также *доменов* (ориентационных и трансляционных).

Для определения возможных для данной исходной структуры путей (каналов) перехода в др. структуры используется метод, основанный на теоретико-групповой классификации кристаллич. фаз [1].

Многие С. ф. п. сопровождаются изменением фононного спектра — появлением в нём т. н. мягкой моды, свидетельствующей о неустойчивости данной кристаллич. структуры; одна из оптич. ветвей спектра «смягчается», т. е. щель в ней резко уменьшается, а затухание колебаний резко растёт с приближением T к T_c (см. *Колебания кристаллической решётки*).

Характерным для С. ф. п. является также появление в фононном спектре т. н. центрального пика — низкочастотной релакса. моды малой ширины (по частоте) и высокой интенсивности, связанной с движением доменных стенок области темп-ры перехода T_c .

Экспериментальные методы. Экспериментально С. ф. п. идентифицируются с помощью диффракц. методов — *рентгеновского структурного анализа* и *нейтронграфии структуры* (по изменениям межatóмных расстояний и объёма элементарной ячейки), по особенностям в поведении теплоёмкости $C(T)$ при $T = T_c$, а также по изменению скорости звука и упругих модулей решётки. Используются также резонансные методы, основанные на появлении мягкой моды и центр. пика, к-рые детектируются с помощью *комбинационного рассеяния света*, *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния*, а также неупругого рассеяния нейтронов. Для С. ф. п. с участием магнитоактивных ионов применяются также электронный парамагн. резонанс (ЭПР), ядерный магн. резонанс (ЯМР), мессбауровская спектроскопия.

Изменение параметра порядка. Как и любые *фазовые переходы*, С. ф. п. сопровождается изменением параметра порядка, к-рый характеризует координат. упорядочение в конденсир. среде (см. *Дальний и ближний порядок*). Макроскопич. параметром порядка при описании С. ф. п. может служить изменение локальной плотности кристалла $\delta\rho(r) = \rho_2(r) - \rho_1(r)$ [индексы 1 и 2 соответствуют исходной и конечной фазе; точнее, следует говорить о наборе коэф. разложения $\delta\rho(r)$ по неприводимым представлениям исходной группы симметрии кристалла G]. При микроскопич. описании параметр порядка строится на векторах смещений атомов относительно их ср. положений (узлов кристаллич. решётки) в исходной фазе.

Среди всех возможных С. ф. п. различают С. ф. п. 2-го рода (гина смещения), при к-рых параметр порядка изменяется плавно и непрерывно, обращаясь в нуль при $T = T_c$, и С. ф. п. 1-го рода (типа порядка — беспорядок), когда параметр порядка испытывает скачок при $T = T_c$. С. ф. п. типа смещения более характерны для простых веществ, тогда как С. ф. п. типа порядка — беспорядок — для бинарных сплавов и твердых растворов. Примером С. ф. п. 2-го рода является упорядочение в β -латунь CuZn с ОЦК-структурой или в двухкомпонентных сплавах типа AB (AuCu , CoPt , FePd и др. с ГЦК-структурой). Во всех этих случаях выше T_c задоление всех узлов решётки

атомами типа A или B происходит равновероятно (вероятности $P_A = P_B$), что соответствует неупорядоченному состоянию. Ниже критич. темп-ры $P_A \neq P_B$, что соответствует упорядоченному состоянию. При этом возникает сверхструктура, характеризующаяся скалярным параметром порядка $[P_A - P_B] / (P_A + P_B)$ и волновым вектором $k \neq 0$ [4]. Аналогично может быть описано упорядочение в некр-рых фазах внедрения, напр. упорядоченное распределение водородов или дейтерия по междоузлиям Nb и Ta в гидридах Nb—H(D) и Ta—H(D).

Более сложный (трёхкомпонентный векторный) параметр порядка необходим для описания С. ф. п. типа смещения в сверхпроводящих *интерметаллических соединениях* Nb₃Sn и V₃Si (пространственная группа симметрии O_h²), а также в HfV₂ и ZrV₂, находящимися в т. и. ф. азе в La и в e (пространственная группа симметрии O_h²). В первом случае кристалл переходит из простой кубич. решётки в тетрагональную (изменение симметрии O_h² → D_{4h}²), а во втором — в орторомбическую или ромбоэдрическую (изменение симметрии O_h² → D_{2h}² или D_{3d}²). В обоих случаях элементарная ячейка сохраняется, т. е. $k = 0$. В сегнетоэлектриках BaTiO₃ и SrTiO₃ С. ф. п. происходит посредством смещения ионов относительно октаэдра O_h или посредством поворота этого октаэдра.

Образование доменов. Особенностью С. ф. п. по темп-ре является образование доменов в кристалле при $T < T_c$. Поскольку температурное воздействие является скалярным, т. е. не имеет направленности (в отличие, напр., от воздействия механического), то в соответствии с *Кюри принципом* точечная симметрия кристалла не должна изменяться. Это и приводит к появлению доменной структуры (см. *Домены*). Симметрия в пределах каждого домена ниже симметрии исходного кристалла, однако расположение доменов определяется элементами симметрии, утраченными при переходе (в простейшем случае образуются т. н. антифазные домены). При образовании доменов в реальном кристалле существенны энергетич. факторы, граничные условия, дефекты и т. п. [5].

Каждый домен должен отличаться от остальных значением тензора деформации, описывающим спонтанную деформацию исходной элементарной ячейки. Внеи. давление снимает вырождение по энергии у доменов и делает энергетически выгодным один из них; при этом фазовая диаграмма кристалла становится более сложной. Напр., в тетрагонально деформированном кристалле при одноосном напряжении изменяется род фазового перехода со 2-го на 1-й и на фазовой диаграмме появляется *трикритическая точка*. Фазовые диаграммы С. ф. п., содержащие *полукритические точки*, характерны для многих кристаллов, напр. кристаллов типа перовскитов KMF₂, CsPbV₃ и кристаллов типа MnAs, допускающих неск. последовательных С. ф. п., а также *масштабные фазовые переходы*.

Коллективное описание С. ф. п. дается обычно на основе *Ландау теории* фазовых переходов с дальнейшими уточнениями (напр., учётом флуктуаций параметра порядка). Применяется также приближённое вычисление статистич. суммы кристалла, напр. при описании упорядочивающихся сплавов приближением Брэгга—Вильямса (см. *Среднего поля приближение*), Кирквуда и др. [6] (см. *Коллективная функция*).

В основе микроскопич. описания С. ф. п. лежит простой квазиклассич. гамилтониан [6, 7]. Описывающий динамически неустойчивую решётку как набор связанных ангармонич. осцилляторов [6, 7]:

$$\mathcal{H} = \sum_l \frac{p_l^2}{2M} + \sum_l \left\{ \frac{A}{2} u_l^2 + \frac{B}{4} u_l^4 \right\} + \frac{C}{2} \sum_{ll'} (u_l - u_{l'})^2.$$

Такой гамилтониан моделирует кристалл с 2 подрешётками, в к-ром атомы одной из них (жёстко фиксированной) создают характерный двухямыный потенциал для подвижных атомов др. подрешётки (см. рис.). Здесь u_l , p_l (в одномерном случае — скалярные величины) — смещение и импульс атома массы M , расположенного в l -м узле кристаллич. решётки; коэф. $A \neq 0$, B и $C > 0$. Коэф. A харак-



Конфигурационная потенциальная энергия атомов «подвижной» подрешётки в поле атомов «неподвижной» подрешётки (одномерный случай).

теризует модуль упругого сжатия, коэф. B — ангармонизм решётки, C — взаимодействие между атомами в соседних узлах l, l' .

В системе, описываемой гамилтонианом \mathcal{H} , при $T_c \neq 0$ происходит фазовый переход в упорядоченное состояние с конечным ср. смещением $\langle u_l \rangle \neq 0$. Возможны 2 предельных случая, соответствующие переходам типа смещения и типа порядок — беспорядок. Если при низких темп-рах все подвижные атомы расположены на две левой потенциальной ямы, то с ростом T возможна реализация одного из двух случаев: в первом наб. вероятное положение подвижных атомов соответствует вершине потенциального барьера (переход типа смещения), во втором — дну потенциальной ямы, в результате чего левая и правая ямы заполнены равновероятно (переход порядок — беспорядок). Параметром, различающим эти 2 случая, является отношение $\xi_2 = \epsilon_0 / \epsilon_c$, где $\epsilon_0 = A^2 / 4B$ характеризует глубину ямы (высоту барьера), $\epsilon_c = 4C |A| / B$ — энергию взаимодействия атомов в разл. ямах на соседних узлах (минимумы двухямыного потенциала соответствуют минимумам $\pm u_0 = \pm \sqrt{|A|/B}$).

При $\xi_2 \gg 1$, $A < 0$ (предельный случай перехода порядок — беспорядок) каждый подвижный атом локализован вблизи дна ямы при всех T , кроме $T \gg T_c$. Т. о., в гармонич. приближении все колебания атомов вблизи высоко-температурного положения равновесия (вершины барьера) неустойчивы; в этом случае осн. динамич. процессы — прыжковые за счёт туннелирования атомов между соседними ямами в одном узле. Такая ситуация может быть описана с помощью эфф. *спинового гамилтониана* [2, 3], а при высоких темп-рах — моделью, соответствующей независимому ангармонич. осциллятору. При $\xi_2 \ll 1$, $A > 0$ (предельный случай перехода типа смещения) неустойчивой оказывается небольшая часть длинноволновых колебаний вблизи высокотемпературного положения равновесия; ниже T_c происходит «замораживание» мягкой фононной моды. В одномерном случае гамилтониан допускает возможность точных решений у-риной динамики, к-рые обнаруживают 2 типа элементарных возмущений в системе: *фононы* с малой амплитудой колебаний и *солитоны* (доменные стенки) — с большой [6] (см. также *Точные решаемые модели* в статистич. физике).

Одномерный гамилтониан применим, напр., для описания упорядочения протонов в соединениях с водородными связями (KN₂PO₄, биополимеров и др.). Для реальных трёхмерных кристаллов следует учитывать анизотропию энергии межатомного взаимодействия $U_{ll'}$, обладающую не двумя, а большим числом локальных минимумов разл. глубины. Существует также учёт взаимодействия решётки с электронной подсистемой (особенно в металлах) и спиновой (в магнетиках) [6]. Напр., в фононном спектре некр-рых переходных металлов и сплавов возможно «смягчение» фононов с волновым вектором $2k_F$, где hk_F — импульс Ферми (конюевая особенность). С др. стороны, *электрон-фононное взаимодействие* может приводить к т. н. *пайерсовской* и *неустойчивости* (см. *Пайерсовский переход*) и связанному с ней С. ф. п. — спонтанному искажению решётки с волновым вектором $2k_F$. При этом в электронном спектре возникает щель (см. *Переход металл — диэлектрик*), а распределение заряда описывается *волной зарядовой плотности*. Аналогично сильное спин-решётное взаимодействие в некр-рых сплавах переходных и редкоземельных металлов (*гигантская магнитострикция*) также приводит к С. ф. п.

Лит.: 1) Изюмов Ю. А., Сыромятников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М., 1984; 2) Блинн Р., Жекш Б., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, пер. с англ., М., 1975; 3) Вакс В. Г., Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков, М., 1973; 4) Мытарева Н. М., Козлов Э. В., Упорядоченные фазы в металлических системах, М., 1989; 5) Жиринфадыно Л. З., Статистическая физика твердого тела, пер. с англ., М., 1975; 6) Брус А., Каули Р., Структурные фазовые переходы, пер. с англ., М., 1984; 7) Бёггер Х., Принципы динамической теории решетки, пер. с англ., М., 1986; 8) Толедано Ж.-К., Толедано П., Теория Ландау фазовых переходов, пер. с англ., М., 1994.

Ю. Г. Рудой.

СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ — определение строения вещества: атомного или молекулярного состава, пространств. расположения атомов, распределения электронной плотности и т. д. С. а. осуществляют дифракц. методами (т. е. с помощью рентгеновского структурного анализа, нейтронографии, электронографии), резонансными методами (ЯМР и ЭПР), разл. спектральными методами. Чаще всего полный С. а. невозможно осуществить одним из перечисленных методов; для полного исследования структуры используют не только сочетание неск. экстрим. методов, но и теоретические, расчётные (напр., компьютернохимические) методы.

СТРУКТУРНЫЙ ФАКТОР (структурная амплитуда) — величина, характеризующая способность одной элементарной ячейки кристалла когерентно рассеивать рентг. излучение в зависимости от числа N атомов в ячейке, их координат x_j, y_j, z_j и атомных факторов f_j . С. ф. тесно связан с фурье-компонентами поляризуемости рентгеновской.

С. ф. F_{hkl} определяется как сумма атомных факторов f_j с учётом имеющихся пространственных сдвигов фаз между волнами, рассеянными разными атомами ячейки:

$$F_{hkl} = \sum_{j=1}^N f_j \exp 2\pi i (hx_j + ky_j + lz_j)$$

($i = \sqrt{-1}$, h, k, l — индексы Миллера; см. *Индексы кристаллографические*). С. ф. связан с амплитудой рассеяния элементарной ячейки кристалла. В кинемат. приближении теории дифракции рентгеновских лучей интенсивность дифракц. отражения с индексами h, k, l

$$I_{hkl} \sim |F_{hkl}|^2.$$

В динамик. теории рассеяния характеристика дифракц. максимумов определяется величиной $|F_{hkl}|$. Отсюда следует, что по экспериментально определяемым I_{hkl} можно определить лишь модуль С. ф., для однозначного установления значения F_{hkl} необходимо, кроме того, решить т. н. фазовую проблему — найти фазы волн, рассеянных разными атомами ячейки. Эта задача решается методами рентгеновского структурного анализа.

С. ф. представляет собой фурье-образ распределения электронной плотности $\rho(x, y, z)$ в элементарной ячейке кристалла:

$$F_{hkl} = \int_{V_{\text{яч}}} \rho(x, y, z) \exp [2\pi i (hx + ky + lz)] dV,$$

где $V_{\text{яч}}$ — объём элементарной ячейки. Эта интегральная связь С. ф. с электронной плотностью лежит в основе методов рентг. структурного анализа. В зависимости от симметрии расположения атомов в элементарной кристаллич. ячейке в направлениях, разрешённых Брэгга — Вульфа условием, рассеянные атомами волны могут взаимно погасаться, так что интенсивность иск-рых максимумов обращается в нуль. По тому, какие именно дифракц. максимумы исчезли на рентгенограмме, можно (хотя и не всегда однозначно) определить пространств. группу симметрии кристалла.

Аналогичным образом вводит С. ф. в теории дифракции электронов и нейтронов, однако в этих случаях вместо $\rho(x, y, z)$ соответственно рассматривают распределение электростатич. потенциала и ядерной плотности в элементарной кристаллич. ячейке.

Лит. см. при ст. Рентгеновский структурный анализ, Дифракция рентгеновских лучей, Электронография, Дифракция электронов, Нейтронография. А. В. Колтakov.

СТРУН ТЕОРИЯ — раздел матем. физики, связанный с описанием разл. состояний (фаз) в теории поля. В основе С. т. лежит представление о том, что всевозможные модели теории поля могут рассматриваться как разл. состояния единой общей теории («пространстве теорий»). Собственно С. т. описывает подобным образом двумерные полевые модели. Обобщение этих представлений на многомерный случай известно как теория «с-бран» (струнам отвечает $p=1$, мембранам — $p=2$) и пока (1997) влохо разработано.

С. т. также имеет связь с теорией поля в пространствах с большим числом измерений в следующем смысле. Упругия движения С. т. определяют выделенный класс моделей двумерной теории поля. Обычно считается, что они выделены тем, что обладают двумерной обнецоординатной и даже конформной инвариантностью, т. е. являются двумерными конформными теориями. Некоторые из таких моделей естественно возникают при описании движения релятивистских одномерных упругих протяжённых объектов в d -мерном (возможно, искривлённом) пространстве-времени, т. е. в теориях струн релятивистских, с чем и связано назв. «С. т.» (Двумерная модель возникает при описании струн в формализме нерыночного квантования как теория на мировой поверхности.)

Но большинство конформных моделей, рассматриваемых в совр. С. т., не допускает такой интерпретации, поэтому собственно релятивистские струны появляются лишь в нек-рых фазах С. т. Эти фазы тем не менее представляют особый интерес, поскольку в низкоэнергетич. и низкотемпературном пределе они сводятся к обычной теории гравитационных, калибровочных, синерных и скалярных полей в d -мерном пространстве-времени со сложной топологией. В нек-рых фазах возможно значение $d=4$, а свойства указанных полей близки к свойствам известных элементарных частиц. Если такие фазы окажутся наиб. устойчивыми с точки зрения С. т., то она сможет послужить моделью объединения всех фундамент. взаимодействий, объясняющей число измерений, симметрии и др. характеристики нашего мира. Наиб. известный подход к построению теории объединения на основе С. т. связан с т. н. суперструнами. Другие приложения С. т. имеются в теории адронов, теории фазовых переходов и др.

При построении С. т. как и любой квантовой теории поля, различают подходы первичного и вторичного квантования. В подходе вторичного квантования осн. объектами являются струнные поля — функционалы на пространстве петель (аналогично тому, как в обычной квантовой теории взаимодействующих частиц поля зависят от точки — положения частицы в данный момент времени, так и в С. т. следует рассматривать поля, зависящие от контура). Структура бесконечномерного пространства петель пока плохо изучена.

Всё существенные результаты С. т. пока получены в формализме нерыночного квантования. В этом формализме рассматривается движение пробной струны во внеш. полях, возможно, созданных др. струнами. Амплитуда распространения пробной струны из нач. положения в конечном определяется взвешенной суммой по всем соединяющим их траекториям (мировым поверхностям). Всё в этой сумме зависит от внеш. полей. Если имеется только гравитацион. поле, то всё равно экспонентам от площади мировой поверхности, измеренной во внеш. метрике. Пробная струна может распастся на две — такой процесс может быть сопоставлен гладкой поверхности типа «нанатон». Указанное обстоятельство объясняет успех первичного квантования в С. т. — рассмотрение пробных струн не исключает рассмотрения взаимодействующих струн. Настоящая квантовая С. т., заданная функциональным интегралом по мировым поверхностям, требует более аккуратного определения «площади», поскольку в интеграле должны учитываться и сильно «измятые» поверхности. Подходящая переформулировка известна как «струна Полякова» и предполагает суммирование по мировым по-

верхностям и двумерным метрикам на них. Подход первого квантования связывается с С. т. с обыкновенной теорией поля на мировой поверхности.

Исследование динамики пробных струн (включая их взаимодействие) в заданных внешне полях доставляет существование информации о самих этих полях. Классич. решения ур-ния С. т. отождествляются с двумерными конформными моделями (заметьте, что эти модели, а следовательно и С. т., используются также в теории фазовых переходов). Каждая конкретная конформная модель порождает отд. модель С. т. Известными примерами струнных моделей являются 16-мерная бозонная струна, 10-мерные суперструны NSR (струна Неве—Шварца—Рамона) и струна гетеротическая $E_8 \times E_8$, разл. модели 4-мерных струн, в т. ч. компактификации на разл. пространствах Калаби—Яо, и т. д. Полные квантовые ур-ния движения С. т. и их решения, описывающие динамику, переходы между разл. струнными моделями, пока (1997) не известны.

После перехода к двумерным теориям поля отпадает необходимость рассматривать двумерную поверхность как вложенную в какое-то пространство-время большего числа измерений и интерпретировать её как мировую поверхность одномерной струны, движущейся в подобном пространстве. Более того, такая интерпретация невозможна для мп. конформных моделей, а значит, и для соответствующих струнных моделей. Если па основе С. т. строится квантовая гравитация, то включение подобных струнных моделей следует рассматривать как учёт сильных флуктуаций пространственно-временной структуры, нарушающих её непрерывность. В струнных моделях, допускающих существование непрерывного пространства-времени, связь пространственно-временных свойств с двумерными не исчерпывается соотношением между ур-ниями движения и конформной инвариантностью. Другими примерами являются связь пространственно-временной и 2-мерной ур-н суперсимметрии в формализме NSR, соотношение между групповой структурой в конформной теории и калибровочной инвариантностью Янга—Миллса в соответствующей струнной модели и др.

Одной из задач С. т. является исследование зависимости конформных моделей от топологии и геометрии двумерной поверхности. В теории «р-бран» изучается зависимость от геометрии пространства-времени размерности $p+1$ (обычной, «неструнной») квантовой гравитации соответствует $p=3$). При наличии конформной симметрии геометрия конформных моделей является по существу комплексной геометрией *расслоений на римановых поверхностях*. Удовлетворительно изучены модели, в к-рых эти расслоения являются линейными, соответствующий формализм в С. т. наз. формализмом бозонизации. Наиб. естественные с точки зрения комплексной геометрии струнные модели определены только на замкнутых римановых поверхностях — т. н. замкнутые струны. В этом случае сумма по топологиям — по родам (числам ручек) римановых поверхностей — легко интерпретируется как последнее разложение во вторично-квантовой теории струн с кубич. взаимодействием. Поверхности с краем существенны в более широких моделях «открытых» струн. Унитарные модели взаимодействующих открытых струн обязательно включают в себя замкнутые.

С. т., как и др. теории поля, может быть ассоциирована с топологией теорий поля. Это соотношение особенно содержательно для двумерных конформных моделей, т. к. соответствующие топологии модели есть трёхмерные теории Черна—Саймонса, являющиеся наиб. простыми и интересными. Анализ таких моделей важен, в частности, для целей классификации конформных теорий (т. е. для перечисления всех классич. решений струнных ур-ний движения). Из геом. соображений следует, что ещё больший интерес представляют 4-мерные топологии, теории. Они связаны с 2-мерными интегрируемыми моделями и, возможно, др. состояниями в полном конфигурац. пространстве С. т.

Лит.: 1) Polyakov A. Gauge fields and strings-cur. L.—[a.o.], 1987; 2) Грий М., Шварц Дж., Витген Э. Теория суперструн,

пер. с англ., т. 1—2, М., 1990—91; 3) Книжник В., Многопетлевые амплитуды в теории квантовых струн и комплексная геометрия, «ФФН», 1989, т. 159, в. 3, с. 401; 4) Казюков Д., Суперструны, или За пределами стандартных представлений, «ФФН», 1986, т. 150, в. 4, с. 361; 5) Барбашов Б., Нестеренко В., Суперструны — новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий, там же, с. 489. А. Ю. Морозов.

СТРУНА в акустике — тонкая, гибкая, сильно натянутая нить с равномерно распределённой по длине плотностью. Под это определение подходит как С. музыкальных инструментов, так и шпур, трост или резиновый жгут. С. — простейшая колебат. система с *распределёнными параметрами*. Малые поперечные смещения у точки С. от положения равновесия описываются волновым ур-нием

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 y}{F \partial t^2}, \quad (*)$$

где F — сила натяжения, t — время, x — координата вдоль С., ρ — линейная плотность струны, согласно ур-нию (*), ускорение нек-рого элемента С. прямо пропорционально кривизне С. в области этого элемента. Решение ур-ния (*) может быть представлено в виде бегущих волн, расходящихся из точки возбуждения в разные стороны:

$$y = \frac{1}{2} [f(x-ct) + f(x+ct)],$$

где $c = \sqrt{F/\rho}$ — скорость распространения возмущения. В точках закрепления С. распространяется отражения волн, причём условия отражения зависят от податливости опор. В случае абсолютно жёстких опор имеет место полное отражение и картина распределения смещений у повторяется через промежутки времени $2l/c$, где l — длина С., т. е. устанавливаются колебания с периодом $T = c/2l$. Наличие опор (граничные условия) определяет частоты возможных колебаний С. ω_n , к-рые кратны наименьшей (основной) частоте

$$\omega_1 = 2\pi/T, \text{ т. е. } \omega_n = n\omega_1,$$

$n = 1, 2, 3, \dots$. Конкретная картина колебаний С. определяется не только граничными условиями, но и способом возбуждения С.

При возбуждении в С. стоячих волны точки С. имеют разные амплитуды смещений, но движутся синхронно, и мин. значений. Произвольное возмущение закрепленной С. может быть представлено в виде суммы её собственн. гармоник колебаний с частотами ω_n и амплитудами смещений A_n . Наибольшая энергия колебаний приходится па ось, частоту ω_1 , а с увеличением номера n энергии собственн. колебаний падает и становится тем меньше, чем больше номер частоты. Соответственно струна излучает звук, характеризующийся осн. тоном и обертонами. Последние складывают тональную окраску звука — тембр. Полная энергия колебания струны W определяется энергиями отд. собственных колебаний и равна

$$W = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{4} \omega_n^2 A_n^2.$$

Её можно представить как сумму энергий осцилляторов с массами, равными половине массы струны и совершающими колебания с частотами ω_n и амплитудами A_n .

При колебаниях С. в воздухе отдаваемая ею звуковая энергия невелика. Большая поверхность подставки, на к-рой закрепляется С., напр. дека музыкальных инструментов, обуславливает больш. эфф. излучение звуковой энергии. Специфика звучания струнного музыкального инструмента придает способ возбуждения С. Так, при возбуждении С. ударом осн. тон насыщен обертонами, а при возбуждении С. щипком роль обертонов относительно невелика.

Лит.: Мороз Ф. Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Скудич Е. Простые и сложные колебательные системы, пер. с англ., М., 1971. А. В. Есепев.

СТРУНА РЕЛЯТИВИСТСКАЯ — теоретич. одномерно-протяжённый релятивистский объект, функционал действия к-рого пропорционален площади мировой поверхности, замотаемой им при движении в пространстве-времени. Введение такого объекта [1—3] первоначально было продиктовано изучением строения адронов и механизма их взаимодействия (см. *Струнные модели адронов*). Й. Намбу (Y. Nambu, 1970) и Т. Гото (T. Goto, 1971) показали, что С. р. является динамик. основой дуально-резонансных моделей в адронной физике [3—5] (см. *Дуальность*).

С. р. бывают бозонной и фермионной типов. Действие бозонной струны определяется следующим образом. Если $x^\mu(t, \sigma)$, $\mu=0, 1, 2, \dots, D-1$, — параметрически заданные координаты мировой поверхности, замотаемой струной в плоском D -мерном пространстве-времени с сигнатурой метрики $(+, -, -, \dots)$, то действие струны

$$S = -T \int_0^1 d\sigma \int_0^\pi d\tau \sqrt{(\dot{x}^\mu)^2 - \dot{x}^2 x'^2}. \quad (*)$$

Здесь $\dot{x} = \partial x / \partial t \equiv \partial_\tau x$, $x' = \partial x / \partial \sigma \equiv \partial_\sigma x$, T — константа (напряжение струны), имеющая размерность квадрата массы $[M^2]$ (в системе единиц, в к-рой $c = \hbar = 1$); параметр σ нумерует точки вдоль струны $0 \leq \sigma \leq \pi$, $x^2 < 0$, а τ — собственное время от. точек струны, $x^2 > 0$. Напряжение струны T задает характерную её длину, $L \sim T^{-1/2}$, а также масштаб спектра массы (собств. энергии) струны, $M^2 \sim T$. В адронной физике $T^{-1} = 2\pi\alpha'$, где α' — универсальный наклон релеевских траекторий, $\alpha' \sim 1 \text{ ГэВ}^{-2}$ (см. *Релеев полостей метод*). В этом случае $L \sim 10^{-13}$ см. Действие (*) является прямым обобщением на одномерно-протяжённый объект действия для точечной частицы, к-рос пропорционально длине мировой линии частицы в пространстве Минковского. Струна может быть открытой, со свободными концами, или замкнутой. В первом случае натяжение на концах струны должно исчезать: $x'_\mu(t, 0) = x'_\mu(t, \pi) = 0$. Во втором случае координаты струны должны быть периодич. функциями неперемной σ : $x_\mu(t, \sigma) = x_\mu(t, \sigma + \pi)$. Рассмотрение процессов рассеяния открытых бозонных струн, динамика к-рых определяется экстремумом действия (*), позволяет воспринять дуальную амплитуду Венециано (G. Veneziano, 1968), динамика замкнутых бозонных струн приводит к дуальной амплитуде Шапиро — Вирасоро [3] (J. Shapiro, M. Virasoro, 1969). Квантовая теория простейшей бозонной струны (открытой или замкнутой) может быть настроена стандартными методами только в том случае, если размерность пространства-времени D равна 26. При этом осн. состоянии струны оказывается тахионн., т. е. состоянием с отрицательным квадратом массы: $M_0^2 = -(\alpha')^{-1}$.

Помимо простейшей бозонной струны с действием (*) рассматриваются также синювые, или фермионные, струны и суперструны. Эти струны обладают дополнит. фермионными степенями свободы, к-рые описывают распределённый вдоль струны спин. Фермионные струны были введены как динамика, основа дуально-резонансных моделей Неве — Шварца (A. Neveu, J. H. Schwarz, 1971) и Рамона (P. Ramond, 1971). Квантовая теория спинных струн строится в 10-мерном пространстве-времени. Осн. состояние дуальной струны Неве — Шварца также тахионное. В спектре дуальной струны Рамона исп. тахионных состояний, осн. состояние здесь безмассовое.

Делаются попытки создать на основе С. р. теорию, объединяющую все фундам. взаимодействия: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное [2, 6, 7]. Для этой цели вводят в рассмотрение суперструны с линейными размерами порядка *планковской длины* ($R_p \sim 10^{-33}$ см). Суперструна является определ. модификацией спиновой С. р. Число фермионных степеней свободы в суперструне равно числу бозонных степеней свободы (обычных координат струны), что и обеспечивает *суперсимметрию* в данной модели. Квантовая теория суперструны строится в 10-мерном пространстве-времени. Благодаря суперсимметрии в её спектре исп. тахионных состояний. Осн. состояние суперструны образует безмассовый супермультиплет,

к-рый должен содержать все элементарные частицы, наблюдаемые экпериментально. Масштабом шкалы масс служит натяжение суперструны, $\sqrt{T} \sim 10^{19}$ ГэВ. Предполагается, что из-за ряда причин, детальный механизм к-рых ещё не вполне ясен, в теории взаимодействующих суперструн происходит компактификация 6 измерений до планковских размеров. На расстояниях, превышающих R_p , т. е. при энергиях, значительно меньших 10^{19} ГэВ, теория суперструн переходит в теорию *калибровочного поля* с фиксированной *внутренней симметрией*, т. е. в исходн. вариант моделей *великого объединения*. Теория суперструн (в простейшем варианте) допускает группы калибровочных симметрий $SO(32)$ и $E_8 \times E_8$. Кроме этого, для геометрии пространства-времени суперструнный подход даёт эйнштейновскую теорию гравитации (см. *Tachyons*).

Модель С. р. применяется и в космологии. Здесь рассматриваются т. н. космические струны [1, 2]. В процессе расширения Вселенной и нисхождения её температуры происходят следоват. фазовые переходы, но нежающие симметрично соответствующего квантовомеханического лагранжиана. Оказывается, что при нисхождении темп-ры ниже темп-ры фазового перехода фаза с более высокой симметрией не исчезает полностью, а может существовать в виде отд. точек (монополь) или одномерных объектов (космич. струны) или же в форме двумерных «домных» стенок. Исследования показывают, что именно космич. струны могли генерировать неоднородности в распределении материи в ранней Вселенной, к-рые привели в конечном счёте к образованию галактик (Я. Б. Зельдович, 1980).

Лит.: 1) Барбашов Б. М., Нестеренко В. В., *Модель релятивистской струны в физике адронов*, М., 1987; их же, Introduction to the relativistic string theory, World Scientific, Singapore, 1990; 2) Нестеренко В. В., Релятивистские струны: от мыльных пленок к объединению фундаментальных взаимодействий, «Природа», 1986, № 11, с. 12; 3) Scherk J., An introduction to the theory of dual models and strings, «Rev. Mod. Phys.», 1975, v. 47, № 1, p. 123; 4) Шелест В. П., Зиновьев Г. М., Миранский В. А., Модели сильно-взаимодействующих элементарных частиц, т. 2 — Дуальные модели, М., 1976; 5) Frampton P. H., Dual resonance models and superstrings, World Scientific, Singapore, 1986; 6) Барбашов Б. М., Нестеренко В. В., Суперструны — новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий, «УФН», 1986, т. 150, в. 4, с. 489; 7) Грин М., Шварц Д. Дж., Виттен Э., Теория суперструн, т. 1, 2, пер. с англ., М., 1990.

Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко.

СТРУННЫЕ МОДЕЛИ АДРОНОВ — составные кварковые модели адронов, в к-рых кварки внутри адронов считаются связанными посредством релятивистских струн (см. *Струна релятивистская*). С. м. а. находят качественное обоснование в рамках *квантовой хромодинамики*. Весьма вероятно, что при расстояниях между кварками, приближающихся к размеру адронов ($\sim 10^{-13}$ см), энергетически более выгодными оказываются такие конфигурации глюонных полей, когда поля не заполняют всё пространство (как в электродинамике), а концентрируются вдоль линий, соединяющих кварки. Бесконечно тонкую трубку глюонного поля моделирует релятивистская струна [1, 2].

Энергия релятивистской струны пропорциональна её длине L , следовательно, квадрат массы струны $M^2 \sim L^2$. Угловой момент вращающейся струны, имеющей форму прямолинейного отрезка, пропорционален L^2 . Таким образом, С. м. а. дают линейную зависимость между спином J адронного состояния и квадратом его массы M^2 , т. е. осн. приводят к линейным траекториям Релеев: $J \sim \alpha' M^2$, где $\alpha' \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$ — универ. наклон траекторий Релеев (см. *Релеев полостей метод*). Релятивистская струна, связывающая кварк и антикварк, генерирует линейно растущий с расстоянием потенциал [3]. Такой потенциал позволяет описать удержание кварков в адронах (см. *Удержание цвета*). Разрыв струн не приводит к появлению свободных кварков, т. к. на вновь образовавшихся концах струны рождается пара кварк-антикварк. В результате кварки снова оказываются связанными.

С. м. а. применяются не только в адронной спектроскопии [4, 5], но и при описании *множественных процессов*,

напр. модель фрагментации струн, развиваемая в Лундском университете (Швеция) [6, 7].

В определ. смысле дуальные модели адронов (см. *Дуальность*) можно также рассматривать как струнные модели, учитывая, что их динамика, основой является релятивистская струна. Однако недостатки этих моделей, такие как появление безмассовых и тахионных (с мнимой массой) состояний, k -рмы ит адиалогов в спектре адронов, нефиз. размерность D пространства-времени ($D=26$ или $D=10$) и проблема с выполнением *унитарности условия*, не позволяют считать эти модели вполне реалистичными (см. *Струну теория*).

Лит.: 1) Намбу Ё., Почему нет свободных кварков, пер. с англ., «УФН», 1978, т. 124, в. 1, с. 147; 2) Wilson K. G., Confinement of quarks, «Phys. Rev.», 1974, в. D10, № 8, с. 2445; 3) Нестеренко В. В., Расчет статического межкваркового потенциала в струнной модели к кварковому калибров. «ТМФ», 1987, т. 71, № 2, с. 238; 4) Кобзарев И. Ю. и др., Спин-орбитальная связь в модели струны, «Ядерная физика», 1986, т. 44, в. 2, с. 475; 5) Artzt X., Classical string phenomenology. How strings work, «Phys. Repts», 1983, в. 97C, № 2—3, p. 147; 6) Волковичник П. Э., Модель фрагментации струн Лундского университета, в сб.: Элементарные частицы, [2 школа физики ИТФФ, в. 4, с. 68, М., 1986; 7) Andersson B. et al. Parton-fragmentation and string dynamics, «Phys. Repts», 1983, в. 97C, № 2—3, p. 33

Б. М. Барбашин, В. В. Нестеренко

СТРУНЫ ГЕТЕРОТИЧЕСКИЕ — модели струн теория, в к-рых левые и правые степени свободы на мировой поверхности принадлежат разл. конформным теориям [1]. Возможность такого синтеза во всех порядках струнной теории возмущений основана на обобщенной форме теоремы Белавина — Книжника [2]. Построение моделей С. г. требует корректного учета всех возможных аномалий. С. г. являются основой построения реалистич. струнных моделей объединения взаимодействий элементарных частиц. См. также *Суперструны*.

Лит.: 1) Gross D. J. a. o., Heterotic string theory I—2, «Nucl. Phys.», 1985, в. B 256, p. 253; 1986, в. B 267, p. 75; 2) Книжник В. М., Многопетельные амплитуды в теории квантовых струн и комплексная геометрия, «УФН», 1989, т. 159, в. 3, с. 401. М. В. Терешин

СТРУНА ХА ЧИСЛО (Струна/хало число; по имени чешского физика V. Strouhal) — подобия критерий нестационарных движений жидкостей и газов. Характеризует сходственные гидродинамич. явления в нестационарных режимах течения: $Sh = l/vt = \omega l / v$, где l , v — характерные линейный размер и скорость течения, t — характерный для нестационарного движения промежуток времени, ω — частота рассматриваемого процесса. С. ч. можно представить в виде отношения частоты ω к нек-рой характерной частоте $\omega_0 = v/l$, вычисленной по характерным скорости и длине, тогда $Sh = \omega/\omega_0$. Напр., если за характерную скорость принять скорость распространения звука в жидкой или газобразной среде, то ω_0 — частота распространения звуковых волн на отрезке длиной l .

При расчёте колебаний упругих тел в потоках жидкостей или газов (напр., колебаний крыла самолёта, перископа подводной лодки, автоколебаний телеграфных проводов, фабричных труб), а также пульсаций давления в зонах отрыва потока (напр., пульсаций давления за плохо обтекаемым телом, на плече ракеты) пользуются эмпирич. законом подобия С. ч.: $Sh \approx 0,2 - 0,3$, к-рый выполняется в широком диапазоне изменения *Рейнольдса числа*.

Аналогичный критерий $Ho = v/l = Sh \cdot v$ в механических, тепловых и электромагн. процессах наз. критерием гомохронности. С. ч. — частный вид критерия гомохронности, применямый в гидроаэромеханике. В критерии магнитогидродинамической Ho_m и электромагнитной Ho_e гомохронности вместо скорости v входит комбинация электр. и магн. величин (электрич. проводимость среды σ , её магн. проницаемость μ , напряжённость электрич. поля E и магн. индукция B): $Ho_m = l/\sigma \mu^2$, $Ho_e = El/B$.

С. Д. Вышневецкий

СТРУЙ — форма течения жидкости, при к-рой жидкость (газ) течёт в окружающем пространстве, заполненном жидкостью (газом) и отличающимися от С. параметрами (скоростью, темп-рой, плотностью, составом и т. п.). В при-

ближенной модели течения идеальной жидкости граница С. является поверхностью тангенциального разрыва и вещество С. не смешивается с веществом окружающего пространства. В реальных течениях ввиду неустойчивости тангенциального разрыва между С. и окружающим её внеш. пространством возникает слой вязкого перемешивания, в к-ром все рассмотренные параметры течения изменяются непрерывно от соответствующих С. до соответствующих внеш. пространству. Струйные течения чрезвычайно распространены и разнообразны (это и С., вытекающая из сопла ракетного двигателя, эжектора, форсунок и др., и струйное течение в атмосфере); их классифицируют по наб. существ. признакам.

Большое практич. значение имеют С., вытекающие из сопла или отверстия в стенке сосуда. В зависимости от формы поперечного сечения отверстия (сопла) могут быть круглые, квадратные, плоские С., а в зависимости от направления скорости течения на срезу сопла различают осевые, верные и закрученные С.

В соответствии с характеристиками веществ рассматривают С. капельной жидкости, газа, плазмы. В особый класс выделяются двухфазные С., напр. газовые, содержащие жидкие или твёрдые частицы, или С. жидкости, заполненные пузырьками газа. Для С. сжимаемых газов существенным является отношение скорости газа v_e на срезу сопла к скорости распространения звуковых волн a , т. е. *Маха число*: $M = v_e/a$. В зависимости от значения *M* различают С. дозвуковые ($M < 1$) и сверхзвуковые ($M > 1$). Аналогичная классификация в зависимости от числа *M* проводится и для скорости среды, в к-рую вытекает С.

В зависимости от направления скорости течения газа (жидкости) в окружающей среде различают С., вытекающие в спутный (направленный в ту же сторону), встречный и сносящий потоки (напр., С. жидкости, вытекающая из трубы в реку и направленная соответственно по течению, против течения и под углом к скорости течения реки). Если состав жидкости (газа) в С. и окружающей её неподвижной среде идентичен, С. наз. затопленной (напр., С. воздуха, вытекающая в неподвижную атмосферу). С. наз. свободной, если она вытекает в среду, не имеющую ограничивающих поверхностей, полуограниченной, если она течёт вдоль плоской стенки, стеснённой, если вытекает в среду, ограниченную твёрдыми стенками (напр., С., вытекающая в трубу большого диаметра, чем диаметр сопла).

В соответствии с физ. особенностями веществ С. и внеш. среды различают С. смешивающиеся (С. газа, вытекающая в воздух) и несмешивающиеся (С. воды, вытекающая в атмосферу). Поверхность несмешивающейся С. неустойчива, и на нек-ром расстоянии от срезу сопла С. распадается на капли. Дальнейшей такой С. — расстояние, на к-ром она сохраняется монолитной, — зависит от физ. свойств её вещества, кинетич. энергии и уровня начальных возмущений в сопле.

В случае, когда вещество С. способно смешиваться с веществом внеш. среды, на её поверхности образуется область вязкого перемешивания — струйный пограничный слой. В зависимости от режима течения в этом слое различают С. ламинарные и турбулентные. Так, С., вытекающая из сопла реактивного двигателя летящего самолёта, — пример турбулентной сверхзвуковой С., вытекающей в спутный поток, к-рый в зависимости от скорости полёта самолёта может быть дозвуковым или сверхзвуковым.

В дозвуковой и турбулентной С. статич. давление в любой точке С. почти постоянно и близко к давлению в окружающей среде. Такие С., называемые и зоборическими, широко распространены. На срезу сопла спутной изоборич. С. (сечение ab , рис. 1) скорость течения v_e отличается от скорости спутного потока v_s . На границе С. и внеш. потока образуется слой вязкого перемешивания *V*, состоящий из газа С. и смешивающегося с ней газа внеш. среды. Расход газа в С., ограниченной размером b , по мере удаления от срезу сопла монотонно увеличивается за счёт подсосываемого из внеш. пространства газа, но

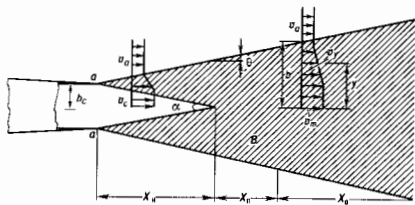


Fig. 1. Спутная изобарическая струя газа: b_c — полуширина или радиус сопла; b — полуширина или радиус струи; α — угол наклона внутренней границы начального участка; θ — угол расширения внешней границы струи.

суммарное количество движения, определенное по избыточной скорости, остается неизменным.

В нач. участке С. при $x < x_n$ расширяющийся слой перемешивания еще не достигает оси течения; скорость v_x вблизи оси постоянна и равна скорости на срезе сопла. В переходном участке С. ($x_n < x < x_n + x_n$) вязкое перемешивание распространяется на весь объем С., скорость течения на оси уменьшается, но профили скорости еще продолжают изменяться. В осн. участке С. ($x > x_n + x_n$) скорость течения на оси уменьшается, профили относит. скорости $(\Delta v / \Delta v_m = f(y/b))$ становятся неизменными (автомоделными; см. *Автомоделное течение*) $(\Delta v = v_x - v_{ax}, \Delta v_m = v_{mx} - v_{ax})$ — избыточные скорости в рассматриваемой точке течения на расстоянии y от оси С. и на осн. Аналогично профилю скорости ведут себя профили избыточных темп-ры и концентрации в осн. участке С.; все они связаны зависимостью:

$$\frac{\Delta v}{\Delta v_m} = \left(\frac{\Delta T}{\Delta T_m} \right)^{1/Pr} = \left(\frac{\Delta x}{\Delta x_m} \right)^{1/Pr} = f\left(\frac{y}{b}\right),$$

где $\Delta T = T - T_{ax}$, $\Delta T_m = T_m - T_{ax}$, $\Delta x = x - x_{ax}$, $\Delta x_m = x_m - x_{ax}$ — соответствующие значения избыточных темп-ры T и концентрации x , Pr — *Прандтля число*, для осесимметричных газовых С. $Pr = 0,75 - 0,8$. Углы расширения границ слоя перемешивания С. α и θ различны для полей скорости, темп-ры и концентрации. Для турбулентных С. сжимаемого газа углы α и θ тем больше, чем больше отличается от 1 сплунность потока $m = v_{ax}/v_{cx}$, чем меньше число M_c на срезе сопла и чем меньше отношение полной энтальпии H_0 течения внеш. газа к полной энтальпии H_c газа С.: $H = H_0/H_c$. Кроме того, толщина С. в осн. участке (как и толщина пограничного слоя в начальном), т. е. углы θ и α , существенно увеличиваются при увеличении ср. значения *турбулентности* потока $|\bar{v}'|/|\bar{u}|$, где \bar{v}' — ср. величина поперечной пульсации скорости, а \bar{u} — ср. величина скорости в С. Таким образом, течение в изобарич. турбулентной спутной С. в осн. определяется безразмерными числами Маха M , Прандтля Pr , сплунности течения m , относит. энтальпии H и турбулентности течения $|\bar{v}'|/|\bar{u}|$.

Схема течения в изобарической, т. п. расчётной, сверхзвуковой спутной С. такая же, как для дозвуковой (рис. 1). Скорость течения на осн. изобарич. С. постоянна в пределах начального (изотропического) участка течения $x < x_n$, а в дальнейшем монотонно изменяется, стремясь к значению скорости в окружающем пространстве. В осн. участке затопленной С. $x > x_n + x_n$ скорость на осн. изменяется по закону $1/\bar{x}$ для осесимметричных С. и по закону $1/\sqrt{\bar{x}}$ для плоских ($\bar{x} = x/b_c$ — безразмерное расстояние от среза сопла). Независимо от формы поперечного сечения С. на срезе сопла, начиная с неск-рого расстояния \bar{x} , в осн. участке С. становится круглой.

В случае, когда давление p_c в сверхзвуковой С. на срезе сопла отличается от давления p_a в окружающей атмосфере ($p_c \neq p_a$). С. наз. *нерасчётной* и к числу параметров,

характеризующих течение в С., добавляется нерасчётность истечения $n = p_c/p_a$, определяющая картину ударных волн в С. и во внеш. пространстве. Примером такого течения является С., вытекающая из сопла вертикально стартующей ракеты. Для неё условие $n = 1$ будет иметь место только в одной точке траектории. Осесимметричная нерасчётная С. (рис. 2), вышедшая из сечения $a-a$ сопла расширяется в осн. волн разрежения, к-рые отражаются от границы С. в форме волн сжатия, огибающей к-рых является «висячая» ударная волна 1. Осесимметричная волна 1 отражается вблизи оси в области 3, причём в зависимости от режима течения, определяемого нерасчётностью n и отношением чисел M_c/M_a , отражение может быть простым или «маховым», когда вблизи оси течения имеет место прямая ударная волна, за к-рой скорость газа становится дозвуковой. Отражённые ударные волны 2 пересекант внеш. границу течения, при этом возникают ударные волны 4 во внеш. сверхзвуковом потоке и отражённая волна внутри С. (на рис. 2 не показана). Началь-

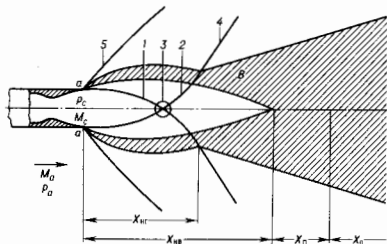


Fig. 2. Сверхзвуковая нерасчётная струя в сверхзвуковом спутном потоке.

ной газодинамик. участок С. x_{ax} от среза сопла до сечения, в к-ром отражённая ударная волна пересекат границу С., наз. *первой «бочкой»*. Вязкий слой перемешивания В, постепенно нарастая, достигает осн. течения на расстоянии x_{m1} , к-рое паз. нач. участком вязкого течения. Далее следуют участки переходного x_n и осн. x_0 течений, в к-рых условия течения близки к соответствующим течению в осн. участке изобарич. С. В спутном потоке, обтекающем нач. участок С., возникает ударная волна 5 и давление на внеш. поверхности первой «бочки» становится монотонно убывающим.

В реальной нерасчётной С. (рис. 3) в результате отражения ударных волн наблюдается неск. «бочек», к-рыс заполняют всю длину пвязкого течения вблизи оси С. на участ-



Fig. 3. Тевевая фотография осесимметричной сверхзвуковой нерасчётной затопленной струи: 1 — висячая ударная волна; 2 — отражённые ударные волны; 3 — область отражения ударных волн.

ке $\chi_{\text{вн}}$ и иногда выходят за её пределы. В большинстве расчётных моделей обычно рассматривают только первую «обочку», поскольку она содержит наиб. интенсивные ударные волны, и дальнейшее течение считают изобарическим. Своеобразная картина течения возникает при истечении сверхзвуковой С. большой нерасчётности в сверхзвуковой встречный поток (рис. 4 и 5). Рассматривая движение от-

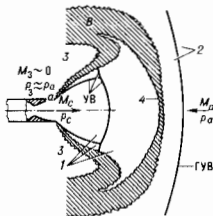


Рис. 4. Схема течения в сверхзвуковой струе, вытекающей во встречный поток: 1—область течения газа, выходящего из сопла; 2—область встречного потока; 3—область затупленного течения; 4—критическая точка; В—область вязкого перемешивания.

носителю сопла, из к-рого вытекает С., можно выделить 3 характерные области: область 1, в к-рой газ вытекает из сопла, с числом M_2 при давлении p_0 . В этой области расположена система ударных волн—УВ (рис. 4), близкая по форме к системе волн, наблюдающейся в сверхзвуковой затупленной С. большой нерасчётности n . Область 2 встречного потока, в к-ром перед головной ударной волной (ГУВ) число Маха— M_1 и статич. давление— p_1 . Область 3, к-рую приближённо можно рассматривать как застойную с числом $M_2 \approx 0$ и давлением $p_3 \approx p_0$. Вблизи границы течения в С. и областях внеп. пространства 2 и 3 образуются слои вязкого перемешивания В. Обтекание врез. газом области течения в С. аналогично картине обтекания сверхзвуковым потоком затупленного тела. Течение в области точки 4 близко к течению вблизи критич. точки затупленного тела.

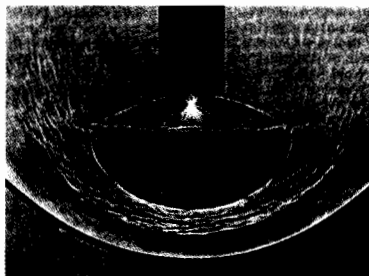


Рис. 5. Теневая фотография сверхзвуковой струи, вытекающей во встречный поток.

Информация о распределении скорости, темп-ры, концентрации компонентов в сечении С., расположенных на выбранном расстоянии от среза сопла, необходима для определения силовых и тепловых пагубок на стартовые сооружения и элементы конструкций ракетных и самолётных комплексов, на лопатки газовых турбин и др. Та же информация необходима для расчёта излучения С. в широком диапазоне длин эл.-магн. волн. Существуют также акустич. поле, возникающее в области распространения С., т. е. турбулентная С. генерирует и акустич. волны. Акустич. мощность, излучаемая С. реактивного двигателя, составляет ок. 1% от общей мощности двигателя; она пропорциональна восьмой степени скорости потока у сре-

за сопла. Уровень шума достигает 150—165 дБ, а спектр частот охватывает более 7 октав.

Разработано большое кол-во полуэмпирич. и численных методов расчёта течения в газовых С., использующих ЭВМ и дающих возможность рассчитать турбулентные и ламинарные, дозвуковые и сверхзвуковые, в т. ч. нерасчётные, С. с учётом двухфазности, хим. реакций в слое смешения, неравномерности течения и др. Однако поставленная задача не является решённой окончательно. Даже самые совершенные расчётные методы используют для получения решения эмпирич. законы турбулентного перемешивания, скорости хим. реакций, интенсивности излучения, получаемые в условиях, не позволяющих считать эти законы универсальными.

Лит.: Давалав Д. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд. М., 1988; Теория турбулентных струй, 2 изд., М., 1984; Карпман И. М., Истечение неадиабатической струи во встречный сверхзвуковой и дозвуковой поток, «Изв. АН СССР, МЖТ», 1977, № 1, с. 89; Сверхзвуковые псевдобарические струи газа, М., 1985; Газодинамика сверхзвуковых негетерогенных струй, М., 1989.

М. Я. Юдовский.

СТРУЯ АДРОННАЯ—рождённая в одном акте взаимодействия грунна адронов, для к-рых продолжая по отношению к суммарному импульсу компонента импульса каждого адрона много больше его поперечной компоненты. Релятивистским образом С. а. служит изолированная в пространстве скоростей (см. *Относительности теория*) группа адронов с минимальным в её системе центра масс (с. ц. м.) среднесредним поперечным импульсом по отношению к нек-рому направлению, называемому осью по струе. Это условие служит фактически критерием выбора оси С. а.

По совр. представлениям, С. а. представляет собой продукты фрагментации (превращения) в адроны кварков, глюонов и, возможно, др. партионов (напр., дикарков), обладающих цвететвым зарядом и не наблюдаемых в свободном состоянии (см. *Увержение цвета*).

Чётко выделенные С. а. наблюдаются в неупругих жестких процессах при высоких энергиях сталкивающихся частиц. Так, 2- и 3-струйные события хорошо наблюдаются при аннигиляции электрона и позитрона, 4-струйные—при аннигиляции протона и антипротона (рис. 1). Эфф. сечения рождения и их характерные черты хорошо описываются квантовой хромодинамикой (КХД).

Осн. характеристики С. а.—распределение адронов по поперечному импульсу, к-рос имеет экзотич. характер со ср. поперечным импульсом прибл. 300 ГэВ/с, и распределение по доле z продольного импульса по отношению к полному импульсу струи [точнее,

$$z = p_{\text{адр}} / n \sum_i p_{i,\text{адр}} / n, \text{ где суммирование проводится по всем адронам струи с } 4\text{-импульсами } p_{i,\text{адр}},$$

а n —светноподобный (пулевой) 4-вектор ($n^2=0$), равный в с. ц. м. струи единичному вектору, направленному вдоль оси струи]. При этом глюоны струи имеют больший ср. поперечный импульс, большую множественность и более мягкое распределение

Рис. 1. Стереорография адронных струй в аннигиляции протона и антипротона с энергией 900 ГэВ, полученная на большой стримерной камере в ЦЕРН.



по z (т. е. большую долю адронов с малыми z) по сравнению с кварковыми струями. Это объясняется большей трудностью фрагментации глюона в адроны: для нейтрализации цвета кварка ему достаточно «подхватить» из вакуума один антикварк, тогда как для нейтрализации цвета глюона необходимо, по крайней мере, два кварка.

Осн. долю частиц в струе составляют π -мезоны ($\approx 90\%$), и лишь 10% приходится на остальные частицы: K -мезоны, нуклоны и антинуклоны. Плотность числа адронов N с долей импульса z и поперечным импульсом p_\perp в струе партона a , $D_{N/a}(z, p_\perp)$ функцией фрагментации партона a . Для F -шри фрагментации должны выполняться условия

$$\sum_a Q_a \int_0^1 dz \int d^2 p_\perp D_{N/a}(z, p_\perp) = Q_a.$$

где Q_a — заряд партона a (электрич. заряд, барионное число, гиперзаряд и др.), а Q_N — тот же заряд адрона N . Суммирование производится по всем адронам струи. Т. о., измерение F -шри фрагментации позволяет в принципе определить квантовые числа кварков и глюонов. Это, однако, не относится к цветовому заряду (поскольку все адроны бесцветны), что свидетельствует о неоднозначности в определении S . а. — в ней обязательно имеются адроны с малым значением z), k -рые с равным основанием можно отнести как к данной, так и к какой-либо из др. струй, родившихся в том же процессе. Напр., в процессе аннигиляции, e^+e^- — адроны, могут родиться, по крайней мере, две S . а., одна из k -рых отвечает фрагментации кварка, а другая — антикварка; медленные же в с. п. м. адроны могут быть отнесены как к одной, так и к другой струе (рис. 2).

В КХД F -шри фрагментации зависят также и от характерного передаваемого в процессе импульсы (напр., полной

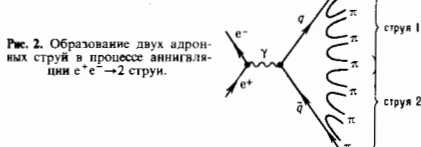


Рис. 2. Образование двух адронных струй в процессе аннигиляции $e^+e^- \rightarrow 2$ струи.

энергии в с. п. м.). Эта зависимость, имеющая слабый, логарифмич. характер, определяется ур-ниями эволюции КХД и аналогична такой же зависимости структурных функций адронов.

Для практич. расчётов распределения адронов в струях используются два подхода. Первый из них основан на модели дуальных струй (см. Дуальность), натягивающихся при разлёте цветных жёстких партонов. Он базируется на эволюции системы как марковском случайном процессе, что позволяет эффективно использовать Монте-Карло метод для моделирования многочастичных событий.

Такая схема, однако, не учитывает эффектов интерференции струй, k -рые не допускают вероятностную интерпретацию (хотя для каждой инклюзивной характеристики такая интерпретация может быть восстановлена). Это привело к развитию второго подхода, в основе k -рого лежит представление о «растрате» энергии родившихся партонов на излучение множества тормозных мягких глюонов, рассчитываемой в КХД. Роль удержания цвета сводится к замене партонов на последнем этапе развития системы бесцветными адронами. При этом предполагается локальное соответствие глюонных распределений и наблюдаемых распределений адронов.

Предсказываемые этой теорией и наблюдаемые на опыте эффекты когерентности (двухгорбая структура адронных спектров, «увлечение» адронов в сторону глюонной струи в событиях $e^+e^- \rightarrow 3$ струи) показывают, что адро-

ная система воспроизводит достаточно тонкие черты своего партонового скелета и свидетельствует о достаточно слабом влиянии явления удержания цвета на распределение адронов в струях.

Лит.: Гриниш В. Г., Образование резонансов и струй адронов во взаимодействиях частиц высоких энергий и структура адронов, «СЧАЯ», 1984, т. 15, № 1, с. 178; Азимов Я. И. и др. Эффекты когерентности в КХД струй. Новост. теории и эксперимента, в кн. Физика элементарных частиц (Материалы XX зимней школы ЛИЯФ), Л., 1985, с. 82; Дремин И. М., Глюонные струи в адронных процессах и конфайнмент, «СЧАЯ», 1987, т. 18, № 1, с. 79.

А. В. Едурмов.

СТУПЕНЧАТАЯ ИОНИЗАЦИЯ — один из осн. механизмов образования заряженных частиц в плазме, электронная темп-ра k -рой T_e много меньше потенциала ионизации атома I (т. е. $kT_e \ll I$). Образование заряж. частиц происходит в результате серии последоват. неупругих соударений свободных электронов с атомом, так что при каждом из таких соударений потцил. энергия атома изменяется на величину, меньшую I . Роль S . и. в балансе зарж. частиц в плазме существенна при условии, если разрушение возбуждённых атомов связано с неупругими электрон-атомными столкновениями, а спонтанное излучение не является определяющим. Это условие выполняется при достаточно высоких значениях плотности электронов $N_e \geq 10^{13}$ см $^{-3}$. При S . и. валентный электрон атома испытывает многократные связяно-связанные переходы под действием соударений и проводит осп. время на высоковозбуждённых уровнях с энергией связи порядка $\sim kT_e$. При больших плотностях N_e , когда роль спонтанного излучения пренебрежимо мала, характер S . и. слабо чувствителен к сорту атома, а константа S . и. K_1 с хорошей точностью описывается выражением

$$K_1 = A \frac{g_1 g_a}{g_a} \frac{e^{10}}{m^{1/2} T_e^{9/2}} \left(\frac{m T_e}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp(-I/T_e) \text{ [см}^3/\text{с]}. \quad (*)$$

k -рое связано с константой обратного процесса (тройной рекомбинацией) принятом детального равновесия. Здесь n_i , e — масса и заряд электрона, T_e даётся в энергетич. единицах, g_a , g_e , g_1 — статистич. веса электрона, атома и иона соответственно, а безразмерный коэф. A , слабо зависящий от сорта атома, равен $A = 4 \pm 0,5$. Значения константы S . и., вычисленные без учёта спонтанного излучения на основании (*), при $T_e = 0,1 I$ равны $4,4 \cdot 10^{-10}$ см $^3/\text{с}$ для He, $3,5 \cdot 10^{-9}$ см $^3/\text{с}$ для Xe, $2,7 \cdot 10^{-8}$ см $^3/\text{с}$ для Cs. Учёт спонтанного излучения требует использования численных методов для расчёта константы S . и. Результаты подобных расчётов чувствительны к модели, применяемой при нахождении констант столкновит. переходов между возбуждёнными состояниями атомов. S . и. играет значит. роль в балансе зарж. частиц плазмы дугового разряда, фотозарядной лампы, пучковой плазмы высокого давления и др.

Лит.: Виберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982.

А. В. Елецкий.

СТЭНТОНА ЧИСЛО — критерий теплоотдачи, один из подобия критериев тепловых процессов, характеризующий интенсивность диссипации энергии в потоке жидкости или газа и взаимодействие суммарной теплоотдачи с конвективным переносом тепла по течению среды: $St = \alpha / (c_p v)$, где α — коэф. теплоотдачи, c_p — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении, ρ — плотность, v — скорость течения. Названо по имени англ. учёного Т. Стэнтона (T. Stanton). S . ч. является безразмерной формой коэф. теплоотдачи и связано с Нуссельта числом Nu и Пекле числом Pe соотношением $St = Nu/Pe$.

S . ч. выражает также чере безразмерные коэф. поверхности трения c_f или гидродинамич. сопротивления λ . В случае, когда Прандтля число $Pr = 1$, $St = c_f/2 = \lambda/8$. Эта зависимость, выражающая пропорциональность безразмерных коэф. теплоотдачи и трения, наз. аналогией Рейнольдса (см. Коэффициент теплообмена).

С. Л. Вишневецкий.

СТЮАРТА ЧИСЛО — безразмерная величина S , определяющая устойчивость течений в *магнитной гидродинамике*. Названо по имени англ. учёного Дж. Стюарта (G. Stuart). С. ч. характеризует отношение силы эл.-магн. торможения $jHc^{-1} \sim \sigma H^2 c^{-3}$ к силе инерции $\rho v^2 d^{-1}$ (H — напряжённость магн. поля, j — эл.т.ч., σ — электропроводность, v — скорость, ρ — плотность жидкости, d — характерный размер). С. ч. равно произведению *Рейнольдса числа* магнитного R_m и *Авгениа числа* A :

$$S = R_m \cdot A = \sigma H^2 \rho v c^2.$$

Ламинарное течение слабопроводящей жидкости в узкой цилиндрич. трубке вдоль магн. поля устойчиво при $S > 0,1$ (см. *Пуазейля закон*).

СУББУ́РА — возмущения в магнитосфере (М) Земли, вызванные изменениями в *солнечном ветре* и сопровождающиеся повышенной диссипацией поступающей и (или) уже поступившей в М. (накопленной) энергии солнечного ветра. С. проявляется в целом комплексе геофиз. явлений, охватывающ. практически всю М. В связи с этим различают С. в полярных сияниях, магн. С. (см. *Магнитные вариации*), ионосферную С., С. в энергичных заряж. частицах и т. д., объединяемых общим понятием магнитосферной С.

При повороте межпланетного магн. поля (ММП) к югу увеличивается поток энергии солнечного ветра внутрь М., вследствие процессов нерассеивания на магнитопаузе (см. *Магнитосфера Земли*). Эта энергия начинает накапливаться в хвосте М. в виде кинетич. и тепловой энергии плазмы, магн. энергии крупномасштабных токов, текущих в плазменном слое или вдоль магн. силовых линий между плазменным слоем и авроральной *ионосферой*. Одновременно (с временной задержкой в 10—20 мин из-за индуктивности системы М. — ионосфера) начинается повышенная, связанная с усилением крупномасштабной магнитосферной коллекцией диссипация энергии в авроральной ионосфере в форме джоулева тепла (прямая диссипация, процесс прямого действия). По достижению критич. уровня запасённая в хвосте энергия высвобождается взрывообразным образом (взрывная диссипация, процесс разгрузки). Часть высвобождаемой в процессе разгрузки энергии появляется во внутр. М. в форме кольцевого тока, джоулева разогрева, вторжения авроральных частиц, др. часть в виде образовавшегося в хвосте М. плазмоида (см. ниже) возвращается обратно в солнечный ветер. Оба процесса (прямого действия и разгрузки) дают в среднем одинаковый вклад в энергетику С., однако в индивидуальных С. один из них может преобладать. В период сильных С. диссипация энергии может достигать $\sim 10^{12}$ Вт (в спокойном состоянии М. $\sim 10^{10}$ Вт). Продолжительность изолированной С. прибл. 2—3 ч, но такая С. довольно редкое явление. Обычно С. возникает «сериями», новая С. начинается ещё до окончания предыдущей. Выделяют 3 фазы элементарной изолированной С.: подготовительную (фазу зарождения, роста, предварительную), развития (активную, взрывную), восстановления (затухания) (рис.).

Начало подготовительной фазы С. совпадает с поворотом ММП к югу и началом роста запаса энергии в хвосте М. Увеличивается перенос магн. потока с дневной

стороны М. в хвост, что проявляется в смещении в более низкие широты дневного каста и дневного сектора овала *полярных сияний*. Увеличение магн. потока в хвосте М., рост напряжённости магн. поля и накопленной в хвосте энергии сопровождаются увеличением токов в плазменном слое хвоста и плавным уменьшением на поверхности Земли горизонтальной компоненты магн. поля в ночном секторе авроральной зоны. Это приводит к вытягиванию в хвост магн. силовых линий на геоцентрич. расстояниях 7—12 R_E (R_E — радиус Земли), приближению к Земле внутр. границы плазменного слоя и соответственно смещению в более низкие широты экваториальной дуги ночного сектора овала. В результате поворота ММП к югу увеличивается напряжённость направленного с утренней стороны на вечернюю эл.т.ч. поля во внутр. М., начинает уменьшаться толщина плазменного слоя и, как следствие этого, увеличиваются размеры полярной шапки, усиливается крупномасштабная магнитосферная конвекция. На этой фазе С. процессы накопления энергии в хвосте М. и в кольцевом токе преобладают над диссипацией энергии в авроральной ионосфере. Продолжительность фазы от 0,5 до 1 ч.

Подготовит. фаза прерывается взвизым, практически взрывным усилением диссипации энергии, к-рое свидетельствует о начале активности, т. е. о переходе С. в фазу развития. Активность может обуславливаться энергией, запасённой в хвосте М., даже после прекращающ. поступления энергии из солнечного ветра. Так что уменьшение поступления энергии не обязательно означает переход от фазы развития в последующую фазу восстановления С. В конце подготовит. фазы из-за уменьшения толщины плазменного слоя и изменения конфигурации магн. силовых линий плазма в хвосте приближается к неустойчивому состоянию. Вблизи нейтральной дуги хвоста развивается бестокмовет. неустойчивость тиринг-моды (см. *Неустойчивости плазмы*), к-рая приводит к возникновению на геоцентрич. расстоянии $\geq 15 R_E$ макроскопич. постральной линии и началу бурного процесса *пересоединения* магн. силовых линий долей хвоста. Энергия, высвобождаемая при развитии тиринг-неустойчивости в хвосте М., считается ответственной за фазу развития С. Начало этой фазы характеризуется бурными процессами ускорения и плазмы во внутр. М., генерацией интенсивных ирродольных токов, что на поверхности ночной стороны Земли сопровождается уярчением дуг полярных сияний, образованием авроральной вывуклости (области с активными полярными сияниями) и её расширением к полюсу, формированием движущегося к западу изгиба полярного сияния и интенсивной авроральной западной электроструи, появлением нульазиса геомагн. поля типа P_12 . Вторжения энергичных частиц из М. приводят к увеличению проводимости ионосферы, возникновению поляризация эл.т.ч. полей и интенсивных токов, к-рые составляют ионосфер. часть трёхмерной токовой петли, возникающей на фазе развития С. Через ионосферную часть трёхмерной токовой петли диссипирует значит. часть энергии, запасённая в хвосте М. Токи втекают в ионосферу в утреннем секторе и вытекают в вечернем. Суммарная интенсивность токов в хвосте уменьшается, и конфигурация магн. поля в ближней (к Земле) части хвоста приближается к дипольной. В дальней части хвоста в результате нерассеивания вытянутые в хвост линии разрываются, образуя замкнутые петли. Весь этот район плазменного слоя перестаёт быть связанным магн. силовыми линиями с Землёй и может свободно удаляться от неё под влиянием градиента плазменного давления. Отделившись от Земли и движущаяся в хвост часть плазменного слоя, пронизанная замкнутыми петлями магн. поля и содержащая нейтральную линию, наз. плазмодом. Плазмодом довольно быстро (за ~ 10 мин) перемещается в хвост на расстояние $\geq 60 R_E$. Таким образом, М. сбрасывает избыток плазмы и энергии, к-рую не может больше удержать в геоман. хвосте.

После ухода плазмоида начинается восстановление плазменного слоя, сопровождающееся быстрым движением активных сияний и западной электроструи к полюсу.

Идеализированная схема связи явдовыв в магнитосферу (I_1) и диссипирующей в виде джоулева тепла (I_2) энергий и фаз магнитосферной суббури; пунктир — прямая диссипация, штриховая часть — взрывная диссипация.



Такое движение, обычно длящееся ~30 мин, и составляет проявление фазы развития С. на поверхности Земли. Следует отметить, что результаты наблюдений за плазмой и вариациями магн. поля в хвосте М. во время нек-рых С. могут быть объяснены и без привлечения понятий нейтральной линии и магн. пересоединения, т. е. существует альтернативная модель С.—распространение в хвосте волн разрежения от внутр. границы плазменного слоя.

Хотя начало фазы развития С. обусловлено внутр. процессами в М., эти процессы могут быть инициированы изменением давления солнечного ветра на М. и поворотом ММП к северу или добавлением небольшой северной компоненты к существующей южной компоненте. Магнитосферные С. могут развиваться и при северной компоненте ММП, но в этом случае они охватывают значительно меньшую область М. и отсутствуют подполюсной фазы.

С. в активной фазе является наложением одной па другую ряда «протух» С., называемых иногда микросуббурями. Микросуббуря характеризуется усилением интенсивности западной электроструи и свечения юдных рингов синий, причём каждая последующая микросуббуря сопровождается скачкообразным перемещением западной границы активной области на 30—50° в сторону более раннего местного времени.

После достижения движущейся к полюсу авроральной вышукостью экстремально высоких широт наступает фаза восстановления С. В это время продолжается утолщение плазменного слоя, уменьшается интенсивность аврорального свечения, потоков вторгающихся авроральных электронов и авроральных электроструй. Овал полярных сияний начинает сжиматься, но в нек-рых С. на приполюсной границе овала длительное время существуют узкий район интенсивного вторжения частиц и яркое полярное сияние. Через 2—3 ч после начала С. геофиз. активность затухает до исходного уровня. Этот момент и считается концом фазы восстановления, хотя в М. ещё долгое время регистрируются повышенные потоки захваченных в геомаг. ловушку энергичных частиц.

Лит.: Акасофу С.-И. Полярные и магнитосферные суббури, пер. с англ., М., 1971; Акасофу С.-И., Physics of magnetospheric substorms, Dordrecht, 1977; Физические основы прогнозирования магнитосферных возмущений, Л., 1977.

Я. И. Фельдштейн.

СУБГАРМОНИКА — гармоническое колебание с частотой, равной круглой доле значения осн. частоты.

СУБЛИМАЦИЯ (возгонка) (от лат. sublimo — высоко поднимаю, возношу) — переход вещества из кристаллич. состояния в газообразное, минуя плавление, разновидность паробразования. С. сопровождается поглощением теплоты и увеличением уд. объема (фазовый переход 1-го рода). С. возможна при $P < P_s$, $T < T_s$, где P_s , T_s — давление и темп-ра *пробной точки* вещества. Вблизи тройной точки теплота С. ($P < P_s$) равна сумме теплот *плавления и испарения* ($P > P_s$).

Процессом, обратным С., является конденсация вещества из газовой фазы. При равновесии кристаллич. и газовой фаз ($P = P_s$ — давление насыщенного пара при данной темп-ре T) потоки сублимирующихся и конденсирующихся молекул равны. Скорость С. J_N (число молекул, отходящих в единицу времени с единицы площади) определяется разностью этих потоков в неравновесных условиях при $P = P_s$, $J_N = 0$. Поток молекул, конденсирующихся на поверхности твёрдого тела, равен $\alpha P / (2\pi mkT)^{1/2}$, m — масса молекулы. Характерный для каждого вещества эмпирич. коэф. $\alpha \leq 1$ учитывает долю молекул (1— α), упруго отражающихся от поверхности. Для простых веществ обнаружено, что значения $\alpha \ll 1$ связаны обычно с загрязнением поверхности. Аналогично (при замене P на P_s) выражается поток сублимирующихся молекул. Поэтому $J_N = \alpha(P_s - P) / (2\pi mkT)^{1/2}$ — уравнение Герца — Кнудсена. При $P < P_s$ превалирует С., при $P > P_s$ — конденсация. По скорости С. можно определять давление насыщенного пара малолетучих веществ, напр. тугоплавких металлов.

Описание С. становится более сложным при сильной неравновесности процессов около поверхности, напр. при действии интенсивного лазерного излучения на поглощающее твёрдое тело или при обтекании тела высокоскоростным газовым потоком. Унос массы кристаллич. или аморфных материалов (абляция) используется для тепло- и радиационной защиты космич. аппаратов при их входе в атмосферу. Лазерная абляция служит одним из способов получения тонких плёнок сложных соединений из массивных образцов, напр. оксидных высокотемпературных сверхпроводников.

Лит.: Осаждение из газовой фазы, пер. с англ., М., 1970; Фольмер М., Кинетика образования новой фазы, пер. с нем., М., 1986.

В. П. Скрипкин.

СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — раздел радиоспектроскопии субмиллиметрового диапазона (10^{11} — 10^{12} Гц) эл.-магн. излучения. Субмиллиметровый диапазон экспериментально более труднодоступен, чем граничащие с ним ИК- и СВЧ-диапазоны, поэтому возникновение С. с. относится лишь к 1970—80-м гг., когда были созданы монохроматич. генераторы субмиллиметровых волн, разработаны и освоены новые измерит. методы, аппаратура. Совр. субмиллиметровые спектрометры непрерывно расширяют весь диапазон и обеспечивают получение спектральных характеристик твёрдых, жидких и газообразных веществ с точностью, не худшей, чем в соседних диапазонах.

Наиб. распространены 2 метода С. с.: 1) фурье-спектроскопия, являющаяся продолжением и развитием методов классич. спектроскопии, основанной на использовании немонохроматич. теплового излучения (см. *Фурье спектроскопия*, *Фурье-спектрометр*); 2) монохроматич. спектроскопия с применением монохроматич. генераторов, обладающих широкодиапазонной непрерывной перестройкой частоты. Наибольших успехов достигла разработанная в России монохроматич. С. с., основанная на использовании эл.-перестраиваемых по частоте генераторов типа *ламп обратной волны* (ЛОВ), иногда называемая ЛОВ-спектроскопией. С. с. с применением лазеров распространена значительно меньше из-за узкополотности перестройки лазеров. По сравнению с фурье-спектроскопией в субмиллиметровом диапазоне ЛОВ-спектроскопия имеет значит. преимущество по таким осн. параметрам, как разрешающая способность $\rho \sim 10^5 - 10^7$ ($\rho = v_s/\delta v$, где δv — мин. разрешимый интервал по частоте) и динамич. диапазон $D = P_{\text{макс}}/P_{\text{мин}} \sim 10^6$, где $P_{\text{макс}}$, $P_{\text{мин}}$ — макс. и мин. мощности регистрируемых сигналов. Это позволяет методами ЛОВ-спектроскопии успешно проводить исследования, напр., узких резонансных линий поглощения с добротностью 10^6 , а также исследовать вещества в области резких изменений их свойств (напр., при фазовых переходах).

Принципиальная схема ЛОВ-спектрометра включает генераторный блок (ЛОВ с соответствующим высокостабилизир. электронным питанием), приёмный блок (чаще всего оптико-акустические приёмники или охлаждаемые кристаллич. приёмники) и измерит. квантизир. тракт, где формируется одномодовая или плоская линейно поляризованная волна и осуществляется её взаимодействие с исследуемым образцом. В измерит. аппаратуре используются одномерные проволочные сетки, апертюра к-рых много больше длины волны, а период расположения проволочек меньше длины волны, а также металлизир. плёнки с заданными величинами импедансов.

Современные высокоавтоматизир. ЛОВ-спектрометры, в к-рых как управление процессом измерения, так и обработка полученных данных измерений осуществляются ЭВМ, дают возможность получать в реальном масштабе времени амплитудные, разовые и поляризационные спектральные характеристики эл.-магн. волны до и после её взаимодействия с исследуемым объектом, в т. ч. в условиях разл. внеш. воздействий (темп-ра, давление, постоянные электрич. и магн. поля, эл.-магн. излучение разл. частот). Спец. матем. программы позволяют по этим данным вычислять зависимость от частоты фундам. параметров ис-

следующего вещества (напр., комплексных диэлектрич. и магн. проницаемостей).

Данные, полученные методами С. с., весьма важны для решения ряда задач техники, связанных, напр., с изучением особенностей распространения субмиллиметрового излучения в атмосфере и локалии, для анализа примесей в особо чистых веществах, для нефарушающего контроля. Принципиальное значение они приобретают в тех случаях, когда характеристич. частоты и энергии исследуемых ядерных соответствен соответствуют именно этому диапазону (0,4—4 мЭВ). В физике твёрдого тела это, напр., ДВ-колебания решёток ионных и молекулярных кристаллов; изгибные колебания длинных молекул, в т. ч. полимеров и биополимеров; характеристич. частоты примесей в диэлектриках, в т. ч. в лазерных кристаллах; в полупроводниках это — энергии связей примесных комплексов, экситонов, земановские и итарковские переломы возбуждённых состояний примесей; мягкие моды в сегнетоэлектриках; магн. резонансы (циклотронный, анти- и ферромагнитный); энергии щелей в сверхпроводниках. С. с. успешно применяют для исследования суперионных ирводников и магн. полупроводников. При помощи С. с. получены новые данные о механизмах поглощения в кристаллах, динамике кристаллич. решёток, природе фазовых переходов в твёрдых телах (в частности, в сверхпроводниках), сегнетоэлектриках, упорядоченных магн. системах. С. с. применяется в методах диагностики плазмы, космич. радиоспектроскопии; в химии — для изучения строения молекул, механизмов хим. реакций, сил Ван-дер-Ваальса и т. д. Перспективно использование С. с. в биологии для изучения строения сложных биол. структур, резонансного взаимодействия с биол. объектами, особенно на уровне живой клетки, а также для определения результатов воздействия субмиллиметрового излучения на живой организм в целом. Особо надо отметить исследования методами С. с. воды как осн. компонента биол. объектов.

Лит.: Ирисова Н. А., Метрика субмиллиметровых волн, «Вестник АН СССР», 1968, в. 10, с. 63; Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн, М., 1985.

СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ — 31-магн. волны, занимающие на шкале эл.-магн. волн промежуточное положение между СВЧ- и ИК-волнами. Их осн. характеристики: частота колебаний ν (Гц) 10^{11} – 10^{12} ; длина волны λ , м) 10^{-3} – 10^{-4} ; энергия фотона $h\nu$ (эрг) $6,6 \cdot 10^{-16}$ – $6,6 \cdot 10^{-15}$; энергия eU (мэВ) 0,4–4.

В природных условиях С. в. практически не существуют, т. к. ничтожно малая доля энергии спектра излучения Солнца, приходящаяся на этот диапазон, ис достигает поверхности Земли из-за поглощения атм. парами воды и молекулами кислорода.

В 1970—80-х гг. были разработаны монохроматич. генераторы С. в.: полупроводниковые умножители частоты, лампы обратной волны (ЛОВ), оротроны, гиротроны, твердотельные и газообразные лазеры; это стимулировало развитие техники измерений С. в. Для измерит. аппаратуры С. в. характерна уникальная возможность применения элементов, имеющих геом. размеры порядка длины волны, а также много больше и много меньше длины волны.

С. в. широко используются в фундам. и прикладных исследованиях физиками и химиками, значительны успехи субмиллиметровой спектроскопии. С. в. успешно применяются также в практич. медицине.

Особый интерес вызывают С. в. у биологов; как отмечалось выше, тепловое излучение Солнца С. в. практически не достигает поверхности Земли, вследствие чего живые организмы в процессе своей эволюции не могли приспособиться к его воздействию, и эксперим. изучение влияния С. в. на живые организмы, особенно на человека, имеет фундам. значение для науки. В экологии С. в. применяются для прогнозирования состояния озонового слоя Земли (метод локации в верх. слоях атмосферы). Для практич. метеорологии большое значение имеют проводимые с космич. объектов на С. в. определения концентрации водяного пара.

Лит. см. при ст. Распространение радиоволн.

СУЛА — НАКАМУРЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — косвенное обменное взаимодействие между ядерными спинами в магнитоупорядоченных магнетиках, осуществляемое через спины электронов незаполненных внутр. оболочек магн. атомов (ионов). Для ферромагнетиков было впервые рассмотрено Х. Сулом [1], для антиферромагнетиков — А. Накамуры [2]. Механизм такого взаимодействия обусловлен тем, что в результате сверхтонкого взаимодействия ядерный спин вызывает поляризацию поперечной компоненты суммарного спина незаполненной внутр. электронной оболочки атома S, к-рую посредством сверхтонкого взаимодействия «чувствует» другой ядерный спин. При низких темп-рах С.—Н. в. можно рассматривать как обмен спиновыми волнами между ядрами разл. атомов (искусане электронн. спиновой волны одним ядром и ее поглощение другим ядром). Пампильоган косвенного С.—Н. в. для ферромагнетиков может быть записан в виде [3, 4]:

$$H_{SN} = \frac{1}{2} \sum_{j, \alpha} U_{j\alpha} I_j I'_\alpha, \quad (1)$$

где

$$U_{j\alpha} = -\frac{SA^2}{N} \frac{\exp[ik(R_j - R'_\alpha)]}{h\nu_{jk}}$$

— параметр косвенного взаимодействия, зависящий от расстояния $R_j - R'_\alpha$ между ядерными спинами I_j и I'_α ; $h\nu_{jk}$ — энергия спиновой волны с квазиимпульсом k ; N — число атомов; A — постоянная сверхтонкого взаимодействия; $I_j = I_j^x + iI_j^y$, где I_j^x и I_j^y — поперечные компоненты ядерного спина. Наряду с взаимодействием (1) в магнетиках имеется и взаимодействие между продольными компонентами ядерных спинов I_j^z . Однако при темп-рах, не очень близких к темп-ре фазового перехода (темп-ре Кюри для ферромагнетиков и темп-ре Нееля для антиферромагнетиков), такое взаимодействие существенно слабее взаимодействия (1). С.—Н. в. (1) зависит от направления осей z (оси ферро- или антиферромагнетизма) и, следовательно, анизотропно. Эта особенность отличает его от изотропного косвенного обменного взаимодействия между ядерными спинами, осуществляемого через электроны проводимости (подобно РККИ-обменному взаимодействию). Т. к. взаимодействие (1) обладает достаточно большим радиусом [3], то благодаря ему появляется корреляция в движении ядерных спинов и может появиться упорядочение ядерных спинов, т. е. ядерные спиновые волны.

С.—Н. в. даёт вклад в ширину линии ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и влияет на поперечную релаксацию системы ядерных спинов (см. Релаксация магнитная). В теории ЯМР взаимодействие между ядерными спинами можно учесть, воспользовавшись методом моментов [5]. Учёт взаимодействия (1) приводит к отличному от нуля второму моменту линии ЯМР для ферро- и антиферромагнетиков и даёт вклад в ширину линии ЯМР. При достаточно большой концентрации магнитоактивных ядер этот механизм уширения может быть основным.

Корреляция в движении ядерных спинов приводит к сдвигу частоты ЯМР, пропорциональному $\text{ер. ядерной намагниченности}$. Величина этого сдвига растёт с понижением темп-ры как $T_{\text{уд}}^{-1}$, где $T_{\text{уд}}$ — темп-ра системы ядерных спинов [6].

Эксперим. наблюдение ядерных спиновых волн впервые было проведено для слабоанизотропного кубич. антиферромагнетика RbMnF_3 [7]. Наблюдалось также и обратный эффект сдвига частоты *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР), обусловленный пропорциональным $\text{ер. ядерной намагниченности}$ эффективным полем, действующим на электронные спины со стороны ядерных [8]. Указанные низкотемпературные сдвиги частот особенно существенны в антиферромагнетиках с анизотропной тина «лёгкая плоскость» (MnCO_3 , CrMnF_3), а также в кубич. слабоанизотропных антиферромагнетиках (RbMnF_3 , KMnF_3). В них при темп-рах поблизи 1 К наблюдаются очень сильная связь

колебаний ядерных и электронных спинов, что приводит к необходимости рассматривать единые колебания электро-ядерной системы в целом. Учет таких колебаний позволяет объяснить ряд нелинейных эффектов, возникающих в ЯМР и ЭПР [8].

Лит.: 1) Suhl H., Effective nuclear spin interactions in ferromagnets, «Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 2, p. 606; 2) Nakamura A., Indirect coupling of nuclear spins in antiferromagnet with particular reference to MnF_2 at very low temperature, «Prog. Theor. Phys.», 1958, v. 20, № 2, p. 542; 3) Туров Е. А., Петров М. П., Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., 1969; 4) Куркин М. И., Туров Е. А., ЯМР в магнито-упорядоченных веществах и его применения, М., 1990; 5) Van Vleck J. H., The dipolar broadening of magnetic resonance lines in crystals, «Phys. Rev.», 1948, v. 74, № 8, p. 1168; 6) Gennes P. G. [a. o.], Nuclear magnetic resonance modes in magnetic material. I. Theory, «Phys. Rev.», 1963, v. 129, № 3, p. 1105; 7) Hinderks L. W., Richards P. M., Excitation of nuclear and electronic spin waves in $RbMnF_3$, «J. Appl. Phys.», 1968, v. 39, № 2, p. 824; 8) Heeger A. J. [a. o.], Double resonance and nuclear cooling in antiferromagnetic, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, № 8, p. 307.

А. В. Введен, О. А. Котельникова.

СУММ ПРАВИЛА — см. *Правила сумм*.

СУММОВОЙ ТОН — комбинац. тон с частотой $\omega_1 + \omega_2$, возникающий в нелинейной акустич. системе при воздействии на нее двух звуковых колебаний с частотами ω_1 и ω_2 .

СУПЕРГЕТЕРОДИН — радиоприемное устройство, в к-ром применяется преобразование частоты принимаемого сигнала (f_c) в фиксированную промежуточную частоту ($f_{пр}$) путем смешивания с частотой вспомогат. генератора гармонич. колебаний (гетеродина) f_g : $f_{пр} = f_c - f_g$. Кроме входного контура блок-схема С. содержит: усилитель высокой частоты (УВЧ); смеситель, преобразующий частоту сигнала в промежуточную частоту $f_{пр}$; гетеродин; усилитель промежуточной частоты (УПЧ); детектор; усилитель низкой частоты (УНЧ); оконечное устройство (ОУ). При настройке С. с помощью блока конденсаторов переменной емкости входной контур и УВЧ настраиваются на частоту f_c , а гетеродин — на частоту $f_g = f_c - f_{пр}$. Осн. усиление сигнала в С. происходит на промежуточной частоте. Избирательность С. определяется избирательностью УПЧ и может быть сделана достаточно высокой. Недостатком С. является чувствительность к сигналу на зеркальной частоте $f_c - 2f_{пр}$, края ослабляются за счёт избирательности входного контура и УВЧ. С. применяется в широком диапазоне частот от радио до световых (см. *Детектирование света*). Принцип С. используется также в анализаторах спектра с развёрткой частоты.

Лит.: Радиоремные устройства, под ред. В. И. Сифорова, М., 1974; Хороавин П., Хвал У., Искусство схемотехники, пер. с англ., 3 изд., т. 1—2, М., 1986.

Ю. С. Константинов.

СУПЕРГРАВИТАЦИЯ — суперсимметризованная теория тяготения, т. е. теория тяготения Эйнштейна для такой системы материальных полей, для к-рой имеет место инвариантность относительно преобразований простой ($N=1$) или расширенной ($N>1$) *суперсимметрии*. В соответствии с числом N майорановских спинорных генераторов С. называют простой ($N=1$) или расширенной ($N>1$). В этом смысле обычная теория тяготения есть $N=0$ С. Первые работы по С. выполнены в 1976—77 [1—3]. Следует отметить, что расширение теории гравитации, обладающее спонтанно нарушенной суперсимметрией, обсуждалось ещё раньше [4].

Интерес к С. объясняется прежде всего тем, что в её рамках возникают новые возможности объединения фундамент. частей в *супермультиплеты* и объединения всех взаимодействий, включая гравитационное (такое объединение было невозможным в рамках симметрий, не содержащих спинорных генераторов). Кроме того, в теории С. наблюдается значит. сокращение числа квантовых *ультрафиолетовых расходимостей* по сравнению с теорией тяготения, хотя они всё же остаются, по-видимому, непереформируемыми. Популярнее в физике высоких энергий суперсимметричные феноменологии, модели содержат С. в качестве важного ингредиента, помогающего, в частности, осуществлять спонтанное на-

рушение суперсимметрии. Наконец, теория С. обладает внутр. красотой и тесно связана с теорией *суперструн*.

Теория С. посвящены большие обзоры (напр., [5—7]) и монографии (напр., [8, 9]).

Универсальные супермультиплеты. Переносчик поля тяготения в С. входит в один супермультиплет со своими суперпартнёрами. В простой суперсимметрии гравитационный супермультиплет состоит из *гравитона*, описываемого тетрадой $e_a^\mu(x)$ (спиральность $\lambda = \pm 2$), и одного *гравитино*, описываемого полем Рариты—Швингера $\psi_a^\mu(x)$ (спиральность $\lambda = \pm 3/2$), где $a=0, 1, 2, 3$ и $\alpha=1, 2$ —векторный и спинорный индексы 4-мерного касательного пространства—плоского пространства с той же метрикой, что и в точке касания: $\eta^{ab} = \text{diag}(0, 1, 2, 3)$, $\mu=0, 1, 2, 3$ —мировой индекс, а тетрада e_a^μ связана с метрическим тензором $g_{\mu\nu}$ соотношением $g_{\mu\nu} = e_a^\mu e_b^\nu \eta^{ab}$ (по совпадающим индексам предполагается суммирование).

В расширенной С. гравитационный супермультиплет содержит наряду с гравитоном соответствующее число полей с низшими спиральностями. Это гравитино ($\lambda = \pm 3/2$), векторные ($\lambda = \pm 1$), спинорные ($\lambda = \pm 1/2$) и скалярные ($\lambda = 0$) поля. Имеется только 8 расширенных С., т. к. при $N>8$ число «гравитонов» превращало бы единичку и появились бы поля с $\lambda > 2$. Последоват. описания таких полей пока нет, и поэтому сложилось убеждение, что $N=8$ С. является максимальной.

Действие для простой С. имеет вид

$$I = \int d^4x \left\{ -\frac{1}{2\kappa^2} e R - \frac{1}{2} e^{\mu\nu} \bar{\psi}_\mu \gamma_\nu \gamma_5 D_\lambda \psi_\mu \right\}. \quad (1)$$

Первый член представляет собой обычное действие Эйнштейна—Гильберта для теории тяготения, κ —гравитационная константа (ньютонова гравитационная постоянная равна $\kappa^2/4\pi$), R —скалярная кривизна, e —детерминант тетрады (здесь черта над ψ —дираковское сопряжение). Второй член—рариты-швингеровский лагранжиан для гравитино, взаимодействующего с полем тяготения, возникающий в результате замены производной ∂_μ на ковариантную производную D_μ , включающую излучную лоренцеву связь $\omega_\mu^{\alpha\beta}$ [5], γ_5 , γ_μ —Дирака матрицы, $e^{\mu\nu} = -\text{Levi-Civita}$ символ.

Инвариантности действия. Локальная суперсимметрия. Действие (1) инвариантно не только относительно группы обших координатных преобразований

$$x^\mu \rightarrow x^\mu + \lambda^\mu(x),$$

$$e_a^\mu(x) = e_a^\mu(x) + \frac{\partial \lambda^\mu(x)}{\partial x^\nu} e_a^\nu(x), \quad (2)$$

$$\psi_a^\mu(x) = \psi_a^\mu(x) + \frac{\partial \lambda^\mu(x)}{\partial x^\nu} \psi_a^\nu(x)$$

$[\lambda^\mu(x)]$ —инфинитезимальный векторный параметр, произвольная функция пространственно-временной точки x и локальной группы Лоренца, действующей на индекс a у тетрады и спинорный индекс у спин-векторного поля $\psi_a^\mu(x)$, ρ и относительно преобразований (в инфинитезимальной форме)

$$\delta e_a^\mu(x) = \frac{\kappa}{2} \bar{\epsilon}(x) \gamma^\mu \psi_a(x), \quad (3a)$$

$$\delta \psi_a^\mu(x) = \frac{1}{\kappa} D_\nu \epsilon(x) \quad (3b)$$

со спинорными параметрами $\epsilon_a(x)$. Если $\epsilon_a(x)$ не зависят от координат, $\epsilon_a(x) = \epsilon_a$, то (3) сводится к преобразованиям суперсимметрии для гравитационного мультиплета. В случае параметров $\epsilon_a(x)$, зависящих от x , преобразования (3) являются локализованными преобразованиями суперсимметрии. Поэтому о С. часто говорят как о локальной суперсимметрии. Аналогично локализация преобразований высших суперсимметрий лежит в основе расширенных С.

Отметим, что в случае полей гравитона и гравитино вне массовой поверхности (не подчиняющихся у-ряним движения) преобразования (3) не образуют группу. Коммутатор двух таких преобразований в применении к гравитино даёт не только локализованные преобразования группы Пуанкаре, группы Лоренца и суперсимметрии, но также и лишние члены, пропорциональные у-ряним движения для гравитино и соответственно обращающиеся в ноль при наблюдении этих у-ряним. Это означает, что вид преобразований (3) будет модифицироваться при включении взаимодействий с материальными или калибровочными полями и будет зависеть от этих взаимодействий.

Вспомогательные поля. Чтобы добиться замыкания алгебры локальных суперсимметрий и чтобы её преобразования имели универсальный вид, не зависящий от конкретной модели, следует ввести т. н. вспомогательные поля [5, 10]. Такие поля на массовой поверхности выражаются с помощью у-ряним движения через физ. поля или равны нулю. Необходимость во вспомогат. полях вне массовой поверхности диктуется также сопоставлением чисел фермионных и бозонных степеней свободы. Из суперсимметрии следует, что эти числа должны совпадать. На массовой поверхности имеются две бозонные ($\lambda = \pm 2$ у гравитона) и две фермионные ($\lambda = \pm 3/2$ у гравитино) степени свободы. Вне массовой поверхности тетрада e_a^μ имеет 6 степеней свободы. Действительно, её $4 \times 4 = 16$ компонент подвержены преобразованиям общекординатной группы (2), устрояющей 4 степени свободы, и локальной группы Лоренца, устрояющей 6 степеней свободы. В то же время из $4 \times 4 = 16$ компонент $\Psi_a^\mu(x)$ локальная суперсимметрия [4 ф-ции $\epsilon_a(x)$] оставляет эффективными $16 - 4 = 12$ степеней свободы. Т. о., для нахождения описания вне массовой поверхности следует добавить, по крайней мере, бозонные поля с 6 степенями свободы. Мин. набор вспомогат. полей состоит из 4-векторного поля $A_\mu(x)$, скалярного поля $S(x)$ и нескалярного поля $P(x)$. При этом в лагранжиан (1) необходимо добавить член

$$-\frac{1}{3} \epsilon [S^2(x) + P^2(x) - A_\mu(x) A^\mu(x)].$$

Из его вида следует, что на массовой поверхности в отсутствие материальных полей вспомогат. поля обращаются в нуль. Преобразование локальной суперсимметрии для тетрады (3а) не модифицируется, а для поля гравитино (3б) приобретает дополнит. члены со вспомогат. полями:

$$\begin{aligned} \delta \Psi_\mu &= \frac{1}{\kappa} (D_\mu + i \frac{\kappa}{2} A_\mu \gamma_5) \epsilon(x) + \\ &+ \frac{1}{6} \gamma_\mu (S(x) - i \gamma_5 P(x) - i A_\nu(x) \gamma^\nu \gamma_5) \epsilon(x). \end{aligned}$$

Сами вспомогат. поля преобразуются через величины, исчезающие на у-ряним движения, напр.

$$\delta S(x) = -\frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{\epsilon}(x) \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho \gamma_\sigma D_\rho \Psi_\sigma(x);$$

правая часть представляет собой у-ряним движения для гравитино, следующие из (1). В результате получаются преобразования суперсимметрии (см. [5]), к-рые уже образуют группу и сохраняют свой вид при включении взаимодействий с материальными полями. В случае С без взаимодействия с материальными полями эти преобразования сводятся на массовой поверхности к (3).

Суперпространство. Преобразования локальной суперсимметрии (3) и группа общекординатных преобразований пространства-времени (2) должны объединяться в супергруппу общекординатных преобразований *суперпространства* и в этих рамках доискусать наиб. адекватную и красивую интерпретацию. Для простой суперсимметрии известны вещественное суперпространство

$$\mathbb{C}^{4|4} = \{x^\mu, 0^a, \bar{\theta}^{\dot{a}}\},$$

содержащие наряду с векторной координатой x^μ дополнит. спинорные координаты $\theta^{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$ ($\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2$), объединяемые в вещественный майорановский спинор $\theta = \begin{pmatrix} \theta^{\dot{1}} \\ \bar{\theta}^{\dot{2}} \end{pmatrix}$, и киральное суперпространство

$$\mathbb{C}^{4|2} = \{z_i = \{x^\mu, \theta_i^{\dot{a}}\}\},$$

к-рое является комплексным и его спинорные координаты образуют двухкомпонентный (левый, L), вейлевский спинор (см. *Вейль уравнение*). В отсутствие гравитации вещественное суперпространство $\mathbb{R}^{4|4}$ есть гиперповерхность в комплексном суперпространстве $\mathbb{C}^{4|2}$, определяемая у-ряниями

$$x_i^{\dot{a}} = x^\mu + i\theta^\mu \bar{\theta}^{\dot{a}}, \quad \theta_i^{\dot{a}} = \theta^{\dot{a}}, \quad (\bar{\theta}_i^{\dot{a}}) = \bar{\theta}^{\dot{a}}.$$

Здесь черта означает комплексное сопряжение, $\sigma^\mu = (1, \sigma)$, σ — Паули матрицы. Группой простой С. является группа обих преобразований координат кирального суперпространства $\mathbb{C}^{4|2}$ [11]

$$x_i^{\dot{a}} = x_i^{\dot{a}} + \lambda^\mu (x_L, \theta_L), \quad \theta_i^{\dot{a}} = \theta_i^{\dot{a}} + \lambda^\mu (x_L, \theta_L), \quad (4)$$

ограниченных условием, что их супердетерминант (березиниан) равен единице:

$$\text{Ber} \frac{\partial(x_L, \theta_L)}{\partial(x_L, \theta_L)} = 1. \quad (5)$$

Т. е. условием сохранения суперобъёма $\mathbb{C}^{4|2}$. Инфинитесимально оно имеет вид

$$\frac{\partial \lambda^\mu}{\partial x_L^\mu} - \frac{\partial \lambda^\mu}{\partial \theta^{\dot{a}}} = 0. \quad (5')$$

Общие преобразования координат $x_i^{\dot{a}}$ даются первым членом разложения по θ_L суперпараметра $\Lambda^\mu(x_L, \theta_L)$, локальной суперсимметрии — первым членом разложения суперпараметра $\lambda^\mu(x_L, \theta_L)$; локальным преобразованием Лоренца отвечает линейный по θ_L член этого разложения. Остальные члены разложений λ^μ и Λ^μ либо соответствуют локальной конформной суперсимметрии [7, 11] и обращаются в нуль в силу условия (5'), либо описывают чисто калибровочные степени свободы.

Гравитационные аксиальные суперполе определяется след. геом. образом [11]. В комплексном суперпространстве $\mathbb{C}^{4|2}$ вводится вещественная гиперповерхность $\mathbb{R}^{4|4}$,

$$\mathbb{R}^{4|4} = \{x^\mu = \text{Re } x_L^\mu, \theta^{\dot{a}} = \theta_L^{\dot{a}}, \bar{\theta}^{\dot{a}} = (\bar{\theta}_L^{\dot{a}})\},$$

а мнимая часть векторной координаты отождествляется с аксиальным гравитац. суперполем,

$$H^\mu(x, \theta, \bar{\theta}) = \text{Im } x_L^\mu.$$

Группа общих преобразований координат (4) индуцирует на нём калибровочные преобразования. Возможна частичная фиксация калибровки, при к-рой в $H^\mu(x, \theta, \bar{\theta})$ остаются только физ. и вспомогат. поля мин. набора, обсуждённого выше на языке компонентных полей:

$$\begin{aligned} H^\mu(x, \theta, \bar{\theta}) &= \theta^\mu \bar{\theta}^{\dot{a}} e_{\dot{a}}^\mu(x) + \bar{\theta}^{\dot{a}} \theta^{\dot{b}} \Psi_{\dot{a}}^{\dot{b}}(x) + \theta^{\dot{a}} \bar{\theta}^{\dot{b}} \bar{\Psi}_{\dot{a}}^{\dot{b}}(x) + \\ &+ \theta^{\dot{a}} \bar{\theta}^{\dot{b}} \frac{1}{\kappa^2} (S(x) + iP(x)) + \bar{\theta}^{\dot{a}} \theta^{\dot{b}} \frac{1}{\kappa^2} (S(x) - iP(x)) + \\ &+ \theta^{\dot{a}} \bar{\theta}^{\dot{b}} A^\mu(x). \end{aligned}$$

После такой фиксации калибровки остаётся калибровочная свобода, соответствующая общим преобразованиям координат в х-пространстве, локальной суперсимметрии и локальной группе Лоренца.

Супертензоры. Для описания геометрии искривлённого суперпространства $\mathbb{R}^{4|4}$ нужны тензорные (т. е. не зависящие от выбора системы координат или калибровки) объекты. Ковариантные производные в суперпространстве определяются через т. н. суперреперы E_A^μ (обобщения тетрад) и связности ω_{AB}^μ , аналогично тому, как это делается в обычном пространстве:

$$D_A = E_A^{\alpha} \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} + E_A^{\beta} \frac{\partial}{\partial \theta^{\beta}} + E_A^{\gamma} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\gamma}} + \omega_A^{BC} L_{BC}, \quad (6)$$

где A — либо векторный, либо спинорный индекс группы Лоренца в касат. пространстве, L_{BC} — её генераторы. Коммутатор двух таких производных (антикоммутатор, если обе спинорные) содержит тензоры кручения T_{AB}^{CD} и кривизны D_{AB} (см. *Кривизны тензор*)

$$[D_A, D_B] = T_{AB}^C D_C.$$

Чтобы довести возникающие из T_{AB}^{CD} , R_{AB}^{CD} (при разложении по θ , $\bar{\theta}$) многочисленные теоретические величины до нужного и соответствующего физ. полям небольшого числа, на эти тензоры полагают связь [3, 5]. После этого все тензоры кручения и кривизны выражаются через небольшое число независимых величин: киральное суперполе R , $D_2 R = 0$, вещественное векторное суперполе G^{α} , киральное суперполе $W^{\alpha\beta}$ и их ковариантные производные. Существенно, что можно разрешить эти связи и выразить все тензоры кручения и кривизны, а также суперперепры и связи через гравитационное суперполе H^{α} [8, 12]. По сравнению с общей геометрией $\mathbb{R}^{4|4}$ вложение его в $\mathbb{C}^{4|2}$ с помощью H^{α} порождает определённую комплексную геометрию. Её дальнейшее уточнение (получение ур-ний для H^{α}) производится на основе вариационного принципа [12].

Принцип наименьшего действия. Для простой S он имеет ясную геом. интерпретацию: нужно минимизировать инвариантный суперобъём $\mathbb{R}^{4|4}$ [13]. Др. словами, $\mathbb{R}^{4|4}$ есть минимальная гиперповерхность в $\mathbb{C}^{4|2}$. Т. о., действие имеет вид

$$I_{SG} = \frac{1}{\kappa^2} \int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta} E(x, \theta, \bar{\theta}), \quad (7)$$

где E — супердетерминант суперперепры E_A^{α} . Подстановка E_A^{α} в терминах гравитац. суперполя H^{α} даёт нужную лагранжиановую плотность [12]. Если S взаимодействует с материей, то следует добавить и суперсимметричное действие для материи:

$$I = I_{SG} + \int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta} EL_m(\Phi, D\Phi),$$

где лагранжиановая плотность L_m получается из соответствующей лагранжиановой плотности материи в плоском пространстве путём удлинения ковариантных производных (6). Ур-ния движения получаются варьированием действия по H^{α} . В суперполях они имеют вид

$$G_{\mu\nu} = \kappa^2 V_{\mu\nu},$$

где в правой части стоит т. п. суперток. На языке обычных компонентных полей они сводятся к ур-нию Эйнштейна

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \kappa^2 T_{\mu\nu}$$

($R_{\mu\nu}$ — тензор Риччи, $R = R_{\mu\nu} g^{\mu\nu}$, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса материи), ковариантизованному ур-нию Рариты — Швингера

$$E_{\mu\nu\rho\sigma} (\gamma^{\sigma} \gamma^{\nu} D^{\lambda} \psi^{\rho})_{\alpha} = \kappa J_{\alpha\mu}$$

и ур-ням, фиксирующим вспомогат. поля. Источники $T_{\mu\nu}$ (тензор энергии-импульса) и $J_{\alpha\mu}$ (сохраняющийся ток суперсимметрии) являются компонентами супертока V_{μ} .

Компенсаторы. Действие (7) удобно трактовать след. образом. Если исходить из конформной S_{κ} -к-ра содержит ещё одну локальную суперсимметрию, а также локальные масштабную и γ_2 -симметрии, то березинян E сам по себе не может быть лагранжиановой плотностью, он имеет неподходящий конформный вес. Чтобы компенсировать этот вес, вводят т. н. компенсаторы. Для мин. набора полей компенсатором служит киральное (левое) суперполе $\Phi(x_L, \theta_L)$ [8], преобразующееся при преобразованиях (4) след. образом:

$$\omega_L(x_L, \theta_L) = \left(\text{Ber} \frac{\partial(x_L, \theta_L)}{\partial(x_L, \theta_L)} \right)^{1/2} \Phi(x_L, \theta_L). \quad (8)$$

Теперь в качестве лагранжиановой плотности можно взять $E \Phi$. С помощью (8) можно обратить компенсатор $\Phi(x_L, \theta_L)$ в единицу. Тогда получится действие (7) с группой инвариантности (4), (5). Так получается мин. версия S . Если в качестве компенсатора взять вместо кирального другое $N=1$ суперполе, то получится др. версии $N=1$ S вместо минимальной. В них гравитац. суперполя будут служить и векторное, и спинорное [8].

Историческая справка. Компонентное действие для $N=1$ S было предложено в 1976 в [1] (первая работа в марте, вторая — в мае). Почти одновременно [2] было найдено ларизован. действие для гравитационного аксиального суперполя со всеми вспомогат. полями. Вспомогат. поля были восстановлены в рамках компонентного подхода в [10]. Общий геом. подход к $N=1$ S был развит в [3]. Гравитац. суперполе как миним. часть координаты x^{μ} и соответствующая комплексная геометрия были развиты в [11, 12] (см. также монографию [8]). Замечательно, что компонентное действие для теории со спонтанно нарушенной локальной суперсимметрией было написано ещё в 1973 [4].

Расходимость в простой S . В случае обычной теории тяготения, хотя она и является непрерывимой, расходимость (в отсутствие материальных связей) возникает начиная с двух петель диаграмм Фейнмана, однопетлевых расходимостей нет. Это можно объяснить на геом. языке из размерных соображений. *Контрчлены* для одной петли был бы квадратичен по тензору Римана. Используя аналог теоремы Гаусса (теорему Гаусса — Боше), его можно заменить на члены, квадратичные по *Риччи тензорам* и скалярной кривизне. И те и другие, однако, обращаются в ноль на ур-ниях движения.

Аналогичные соображения определяют конечность однопетлевого приближения и в $N=1$ S : контрольным могла бы быть только величина $W^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}$, но соответствующий член в действии обращается в ноль на ур-ниях движения. Более того, пропадают и двухпетлевые расходимости. Единственный возможный контрчлен здесь также обращается в ноль на ур-ниях движения. Но уже в трёх петлях имеется кандидат в контрольные и возникают неустраняемые трёхпетлевые расходимости.

$N=2$ супергравитация — простейшая из расширенных. В состав её супермультиплета на массовой поверхности входят гравитон, 2 гравитино и гравифотон ($\lambda = \pm 1$). Её лагранжиановая плотность состоит из скалярной кривизны, действий для гравитино и гравифотона, получающихся ковариантизацией соответствующих свободных действий, и простых неминимальных членов взаимодействия гравитино с гравифотоном [14, 5]. Она представляет собой первую из теорий S , в принципе объединяющую гравитацию с электромагнетизмом (гравифотон), и содержит 4 фермионные и 4 бозонные степени свободы. Объединение частиц со спинами 2 и 1 оказалось возможным благодаря наличию промежуточной ступени — гравитино со спином $3/2$. (Именно этой ступени не хватало А. Эйнштейну в его попытках создания единой теории эл.-магн. и гравитацион. полей.)

Действие для физ. полей по построению инвариантно относительно группы общих преобразований координат 4-мерного пространства-времени и относительно локальной группы Лоренца, а также относительно преобразования локальной $N=2$ суперсимметрии. Как и в случае $N=1$, алгебра локальной $N=2$ суперсимметрии на физ. полях замыкается только на массовой поверхности (т. е. на ур-ниях движения). Чтобы добиться её замыкания вне массовой поверхности и чтобы преобразования имели модельно-независимый, универсальный вид, необходимы $N=2$ вспомогат. поля. К 1984 было найдено 3 разл. набора вспомогат. поля [15], каждый из к-рых включает 40 бозонных и 40 фермионных степеней свободы. Они соот-

ветствуют фактически 3 разл. компенсаторам [16]. Полные наборы полей, входящих в каждый из этих гравитационных $N=2$ супермультиплетов, можно найти в [15, 16].

Суперполюбая $N=2$ супергравитация. Как и в случае $N=1$ С., было много попыток представить $N=2$ С. в суперпространстве. Эта задача была решена лишь в 1987. В стандартном суперпространстве

$$\{x^\mu, \theta^{\alpha\dot{\alpha}}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}\beta}\} \quad (9)$$

(i — изотонич. индекс) связи на тензоры кручения были полностью найдены для $N=2$ С. и высших расширенных С. в [17]. Однако разрешение этих связей натолкнулось на значит. трудности. Обычное суперпространство оказалось неадекватным задаче, и вместо него понадобилось введение т.н. гармонического суперпространства. Именно в гармонич. суперпространстве, точнее в его аналитич. подпространстве, реализуется группа $N=2$ С. как группа общих преобразований координат и оказывается возможным построение версий $N=2$ С. в терминах суперполей без связей [18]. Гармонич. суперпространство получается из стандартного (9) добавлением двумерной сферы S^2 с гармониками $u_\pm^i, i=1, 2$, в качестве координат. Гармоники подчиняются условию $u_+^i u_{i-} = 1$ и определены с точностью до фазы, $u_\pm^i = e^{\pm i\alpha} u_\pm^i$. Далее, от спиновых переменных с открытым изотонич. индексом (9) нужно перейти к переменным $\theta_\pm^{\dot{\alpha}\beta} = \theta_\pm^{\dot{\alpha}\beta} u_\pm^i, \bar{\theta}_\pm^{\dot{\alpha}\beta} = \bar{\theta}_\pm^{\dot{\alpha}\beta} u_\pm^i$ (10) — индексом $\dot{\alpha}$. Аналитическое $N=2$ суперпространство содержит спиновые переменные $\theta_\pm^{\dot{\alpha}\beta}, \bar{\theta}_\pm^{\dot{\alpha}\beta}$ и не содержит $\theta_\pm^{\dot{\alpha}\beta}, \bar{\theta}_\pm^{\dot{\alpha}\beta}$,

$$\{\zeta^M \equiv (x^\mu, \theta^{+\alpha}, \bar{\theta}^{+\dot{\alpha}}, u_\pm^i), u_\pm^i\},$$

и в нём реализуется $N=2$ суперсимметрия. Группа конформной $N=2$ С. есть группа

$$\delta \zeta^M = \lambda^M(\zeta, u),$$

$$\delta u_\pm^i = \lambda^{i\dot{\alpha}\beta}(\zeta, u) u_\pm^i, \delta u_\mp^i = 0, \quad (10)$$

$$\delta \theta^{+\alpha} = \lambda^{+\alpha}(\zeta, u, \theta^+, \bar{\theta}^-), \delta \bar{\theta}^{+\dot{\alpha}} = \lambda^{+\dot{\alpha}}(\zeta, u, \theta^+, \bar{\theta}^-),$$

где $\lambda^M, \lambda^{i\dot{\alpha}\beta}, \lambda^{+\alpha}, \lambda^{+\dot{\alpha}}$ — соответствующие калибровочные суперпараметры. Гравитат. суперполя теории оказываются суперреперы, возникшие в ковариантной гармонич. производной, аналитич. суперполя $H^{(+4)}(\zeta, u), H^{(+2)}(\zeta, u)$ и спиновые суперполя общего вида $H^{(2i+2j)}(\zeta, u, \theta^+, \bar{\theta}^-)$, где i означает либо α , либо $\dot{\alpha}$. Эти суперполя с супергруппой (10) нравливо описывают физ. поля конформной $N=2$ С.

Чтобы перейти к эйнштейновской $N=2$ С., следует компенсировать некие-из дополнительных калибровочных инвариантностей, характерных для конформного случая. Это достигается введением соответствующих компенсирующих мультимплетов. Один из них описывается $N=2$ максвелловским суперполем, другой является супермультиплетом материи. Действие записывается как действие конформной $N=2$ С. Для компенсаторов, описываемых суперполями с наложением подходящей стропшей связи, воспроизводится обсуждавшиеся выше версии $N=2$ С. с конечным числом вспомогат. полей [18]. Дефектом всех этих версий является то, что в них нельзя вводить самодействие физ. материальных полей общего вида. Однако, если выбрать в качестве компенсатора аналитич. суперполе, не ограниченное связями, q^{++} -гипермультиплет (см. *Суперпространство*), то возникает новая версия С., к-рая допускает самые общие самодействия (всегда можно построить нужную плотность) и тем самым имеет наибольшие шансы быть использованной в феноменологии. молекул. Характерное её свойство — бесконечное число вспомогат. полей.

Высшие ($N>2$) расширения С. ещё далеки от завершения. Хотя для конформных С. с $N=3, 4$ вспомогат. поля известны (их конечный набор), геом. суперполевые формулировки этих С. пока не построены. В наиб. интересном случае эйнштейновских С. с $N \geq 3$ вспомогат. поля не най-

дены и формулировки вне массовой поверхности не известны. На массовой поверхности их формулировки существуют и на языке компонентных полей, и на языке суперполей [5, 19]. Практически все расширенные теории С. в пространстве 4 измерений допускают формулировку как теории $N=1$ С., но в пространстве большего числа измерений. Затем происходит компактификация до 4-мерного пространства-времени, в процессе к-рой отщепляется компактное многообразие. Группа его симметрий отождествляется с группой *внутренних симметрий* 4-мерного мира. Такая программа привела к всплеску интереса к теориям Калуцы — Клейна [19]. Наибольшее внимание привлекает $N=8$ С.

$N=8$ С. Как говорилось выше, $N=8$ — макс. значение N . На массовой поверхности $N=8$ теория описывает гравитон, гравитино, 28 векторных полей, 35 спиновых и 56 скалярных. Теория допускает наиб. простую формулировку в 11-мерном пространстве, где на «массовой поверхности» она описывает «гравитон» $e_0^\mu(\mu, a=1, \dots, 11)$, «гравитино» $\psi_a^\mu(\alpha=1, \dots, 32)$ и «фотоны» — антисимметричный тензор 3-го ранга $A_{\mu\nu\rho}$ [20]. При правильном учёте калибровочной инвариантности и урний движения имеется 128 фермионных и 128 бозонных степеней свободы на массовой поверхности.

Действие выглядит достаточно просто, описание обозначений, 11-мерных матриц Дирака и т. д. см. в [5, 10, 20]. В обзоре [19] хорошо изложены тонкие моменты разл. способов компактификации с выделением 7-мерного многообразия.

Симметрия $N=8$ С. — ортогональная группа $O(8)$ — оказалась недостаточно широкой, чтобы вместить в себя произведение цветовой группы *квантовой хромодинамики* на группу стандартной теории *электрослабого взаимодействия*, $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, блестяще подтверждённых экспериментом. К тому же группа $O(8)$ является группой глобальной симметрии. Однако в неё можно всё же поместить $SU(3)_c \times U(1)_Y \times U(1)$. В принципе существуют изоцирные варианты $N=8$ С., в к-рых $O(8)$ является калибровочной, а 28 векторных полей становится соответствующими *Янга — Миллса полями*. Основная переширенная проблема моделей такого рода — присутствие большой космологич. постоянной.

Другой мыслимый путь появления калибровочной группы стандартной модели в рамках $N=8$ С. основан на наблюдении, что на массовой поверхности симметрия $O(8)$ расширяется до $SU(8)$ [21]. Более того, лагранжиан $N=8$ С. обладает нелинейной E_7 симметрией, 56 входящих в неё скаляров описываются нелинейной сигма-моделью (см. *Сигма-модели*) на однородном пространстве группы E_7 с $SU(8)$ в качестве группы стабильности вакуума. Группа [21] состоит в том, чтобы сделать $SU(8)$ локальной введением 63 чисто калибровочных скалярных степеней свободы. При этом в лагранжиане необходимо ввести $SU(8)$ -калибровочные векторные поля без кинетич. членов. На классич. (до квантования) уровне эти поля не распространяются, и после их исключения посредством урний движения и выбора «унитарной» калибровки, в к-рой 63 калибровочных скаляра равны нулю, восстанавливаются исходный лагранжиан. Однако после квантования эти калибровочные поля в принципе могли бы приобрести кинетич. члены за счёт *радиационных поправок*. Тогда локальная группа $SU(8)$ стала бы настоящей калибровочной группой и появилось бы естествен. место для $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \subset SU(8)$.

Ультрафиолетовые расходимости расширенных С. не устраняются до конца. Хотя они и обращаются в ноль для диаграмм с небольшим числом петель, тем не менее для любого варианта С. находится число петель, при к-ром контрцеллы оказываются возможными, так что на основе симметричных соображений не удаётся сделать к.л. заключений о конечности теории.

Опыт исследований по С. открыл новые горизонты и оказался весьма полезным, напр., в теории супергруппы и её компактификаций. Отметим, что в точечном пределе

теории суперструны (отвечающем учёту только безмассовых возбуждений) возникают 10-мерные С.

Лит.: 1) Freedman D. Z., van Nieuwenhuizen P., Ferrara S., Progress toward a theory of supergravity, *Phys. Rev.*, 1976, v. D13, p. 3214; Deser S., Zumino B., Consistent supergravity, *Phys. Lett.*, 1976, v. 62B, p. 335; 2) Огневский В., Сокачев Э., Уравнения движения для суперполей, в кн.: *Нелокальные, псевдиные и неинвариантные теории поля. Материалы 4-го Международного совещания по нелокальным теориям поля*. Алупта, апрель 1976, Дубна, 1976, с. 183; ил же, On a vector superfield generated by the supercurrent, *Dubna*, 1976, ил же, On a vector superfield generated by the supercurrent, *Nucl. Phys.*, 1977, v. B124, p. 309; 3) Wess J., Zumino B., Supergravity formulation of supergravity, *Phys. Lett.*, 1977, v. 66B, p. 361; 4) Волков Д. В., Сорока В. А., Эффект Хитца для голоустовяченных частиц со спином $1/2$, *Письма в ЖЭТФ*, 1973, т. 18, с. 529; 5) van Nieuwenhuizen P., Supergravity, *Phys. Repts.*, 1981, v. 68, p. 189; 6) Nilles H. P., Supersymmetry, supergravity and particle physics, *Phys. Repts.*, 1984, v. 110, p. 1; 7) Fradkin E. S., Tseytlin A. A., Conformal supergravity, *Phys. Repts.*, 1985, v. 119, p. 233; 8) Gates S. J., jr., et al. Superstrings or one thousand and one lessons in supersymmetry, *Reading (Mass.)*, 1983; 9) Бесс Ю., Бергер Дж., Суперсимметрия и супергравитация, пер. с англ. М., 1986; 10) Stelle K. S., West P. C., Minimal auxiliary fields for supergravity, *Phys. Lett.*, 1978, v. 74B, p. 330; Ferrara S., van Nieuwenhuizen P., The auxiliary fields of supergravity, *Phys. Lett.*, 1978, v. 74B, p. 333; 11) Огневский В., Сокачев Э., Аксиальные суперполе и группа супергравитации, *Известия физика*, 1978, т. 28, с. 163; 12) ил же, Гравитационное аксиальное суперполе и формализм дифференциальной геометрии, там же, 1980, т. 31, с. 821; 13) Wess J., Zumino B., Superfield Lagrangian for supergravity, *Phys. Lett.*, 1978, v. 74B, p. 51; 14) Ferrara S., van Nieuwenhuizen P., Consistent supergravity with complex spin- $3/2$ gauge fields, *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 37, p. 1669; 15) Fradkin E. S., Vasiliev M. A., Minimal set of auxiliary fields in $SO(2)$ -extended supergravity, *Phys. Lett.*, 1979, v. 81, p. 47; 16) Wess J., Zumino B., Supergravity, в кн.: Transformation rules of $N=2$ supergravity multiplets, *Nucl. Phys.*, 1980, v. B167, p. 186; 16) de Wit B., Lauwers P., van Proeyen A., Lagrangians of $N=2$ supergravity—matter systems, *Nucl. Phys.*, 1985, v. B255, p. 569; 17) Howe P. S., Supergravity in superspace, *Nucl. Phys.*, 1982, v. B199, p. 309; 18) Galperin A. [а. о.], $N=2$ supergravity in superspace, *Class. Quantum Grav.*, 1987, v. 4, p. 1235; 1255; 19) Duff M., Nilsson B. E. W., Pope C. N., Kaluza-Klein supergravity, *Phys. Repts.*, 1986, v. 130, p. 1; 20) Cremmer E., Julia B., Scherk J., Supergravity theory in 11 dimensions, *Phys. Lett.*, 1978, v. 76B, p. 409; 21) ил же, The $SO(8)$ supergravity, *Nucl. Phys.*, 1979, v. B159, p. 141.

Е. А. Иванов, В. И. Огневский.

СУПЕРИОННЫЕ ПРОВОДНИКИ—см. *Ионные суперпроводники*.

СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТ—неприводимое представление суперсимметрии, содержащее фермионы и бозоны. В любом С. число бозонных степеней свободы равно числу фермионных.

В простейшей $N=1$ суперсимметрии при отличной от нуля массе покоя С. характеризуется значением суперспина. При данном суперспине S С. содержит частицы псевдоловой массы со спином $S-1/2, S, S+1/2$. Киральный С. имеет суперспин $S=0$ и содержит, соответственно, 2 скалярных поля (спин 0) и одно спинорное (спин $1/2$). Векторный С. обладает суперспином $1/2$ и включает одну скалярную частицу (спин 0), 2 спинорные (спин $1/2$) и одну векторную (спин 1).

При нулевой массе покоя в $N=1$ суперсимметрии каждый С. состоит из пары состояний, *спиральности* λ к-рых отличаются на $1/2$ и обозначаются $(\lambda, -\lambda/2)$. Так, калибровочный С. $(\lambda, 1/2)$ состоит из безмассового фотона ($\lambda=1$) и *бозино* $(\lambda=1/2)$, гравитационный мультиплет $(2, 3/2)$ содержит *гравитон* $(\lambda=2)$ и *гравитино* $(\lambda=3/2)$.

В расширенных суперсимметриях с N спинорными генераторами С. с нулевой массой покоя включают состояния со следующими значениями спиральности и кратности:

спиральность	λ_0	$\lambda_0-1/2$	λ_0-1	\dots	$\lambda_0-\frac{k}{2}$	\dots	$\lambda_0-\frac{N}{2}$
кратность (число состояний)	1	N	$\frac{N(N-1)}{2}$	\dots	$\frac{N!}{k!(N-k)!}$	\dots	1

При CPT -сопряжении знак спиральности меняется, поэтому в любой релятивистски-инвариантной теории такой мультиплет будет выступать в паре с CPT -сопряжённым, т. е. содержащим состояния с той же кратностью, но с противоположными по знаку значениями спиральности. Напр., в $N=3$ расширенной суперсимметрии С. $(-1, -1/2)$, $(0, 3)$, $(+1/2, 0)$ будет сопровождаться С. $(1, 1/2)$, $(0, 3)$, $(-1/2, 0)$, так что полный калибровочный С. будет содержать одно векторное поле, 4 спинорных и 6 скалярных.

Т. н. максимальные супермультиплеты самосопряжены относительно CPT . К ним относятся $N=4$ калибровочный С., начинающийся с $\lambda_0=+1$:

спиральность	+1	+1/2	0	-1/2	-1
кратность	1	4	6	4	1

и $N=8$ гравитационный С. с $\lambda_0=+2$:

спиральность	+2	+3/2	+1	+1/2	0	-1/2	-1	-3/2	-2
кратность	1	8	28	56	70	56	28	8	1

С. для массивных частиц в расширенной N суперсимметрии устроено сложнее. Спектр спинов частиц в нём простирается

$$\text{от } S_{\text{макс}} = I + \frac{N}{2} \text{ до } S_{\text{мин}} = \text{макс} \left(0, I - \frac{N}{2} \right),$$

где I —целое или полуцелое число. Отсюда следует, что в случае $N=2$ любой массивный С. содержит частицы, по крайней мере, со спином 1, в случае $N=3$ —со спином $3/2$ и т. д. По этой причине рассмотрение массивных частиц в точных расширенных суперсимметриях лишено особого смысла, масса должна возникать либо за счёт нарушения суперсимметрии, либо за счёт модификации центральных зарядов. В расширенных суперсимметриях число молекул с центр. зарядами значение наибольшего спина в массивном С. может уменьшаться. Напр., при чётном N и одном центре. заряде макс. спин простейшего С. $I=0$ равен $1/4$ N, т. е. половине $S_{\text{макс}}$ без центр. заряда. Структура массивных С. оказывается такой же, как и в суперсимметрии с $1/2$ N без центр. зарядов, однако число состояний при этом удваивается. Центр. заряд преобразует друг в друга состояния из каждой такой пары.

Вне массовой поверхности суперсимметрии имеет естественную реализацию на полях, к-рые также можно группировать в С. Поскольку число компонент спинорных полей в два раза превышает число соответствующих состояний с полудельным спином на массовой поверхности, для соблюдения равенства числа бозонных и фермионных степеней свободы полевые С. должны с необходимостью включать вспомогат. поля. Последние обеспечивают замыкание алгебры суперсимметрии вне массовой поверхности и являются естеств. образом в суперполю (см. *Суперпространство*). На массовой поверхности существует взаимно-однозначное соответствие между представлениями на полях и одночастичных состояниях.

Лит.: Огневский В., Мезиняцкий Л., Симметрия между бозонными и фермионами в суперполях, *«ФФН»*, 1975, т. 117, в. 4, с. 637; Sohnius M. F., Introducing supersymmetry, *Phys. Repts.*, 1985, v. 128, p. 39.

Е. А. Иванов, В. И. Огневский.

СУПЕРОБЪЕДИНЕНИЕ—объединение сильного, эл. магн., слабого и, возможно, гравитационного взаимодействий в рамках теории суперсимметрии. Стапартальная модель *великого объединения*, включающая в себя единую теорию *электрослабого взаимодействия* с энергией шкалы ~ 100 ГэВ и *квантовую хромодинамику*, подтверждена опытом во всех своих предсказаниях. При переходе к теории С. возникает шкала существенно др. порядка (10^{15} ГэВ). Это ведёт к т. н. проблеме иерархии, т. е. трудностям в сосуществовании столь разных шкал. Масса скалярных *Хиггса бозонов* в стандартной модели должна быть порядка $(10^8 - 10^4)$ ГэВ. Такое значение массы трудно по-

нять при наличии квадратного расщепления радиант, поправок и шкалы 10^{15} ГэВ. Нужны очень тонкие полгонки, теория становится «енатуральной». Как добиться «натуральности»? Как уменьшить большое число параметров, присущих стандартной модели и С? Какая симметрия может помочь сохранить лептонную массу хитросовмещенных бозонов? Единственным пока кандидатом является суперсимметрия. В суперсимметризов. теории уже нет квадратичных расщеплений по массе, квадратично расщепляющиеся добавки от бозонов взаимно сокращаются с такими же добавками от суперсимметричных партнёров, г. е. фермионов. Характерные для суперсимметрии теоремы о нелер-нормировке, о неизменности соотношений между параметрами при учёте радиант. добавок значительно облегчают вопрос об устойчивости выбора параметров на уровне дресового приближения.

В суперсимметризов. теории каждая обычная частица должна сопровождаться суперсимметричным партнёром, в супермультиплетаты входит равное число фермионов и бозонов. Пока (1996) не обнаружено ни одного суперпартнёра, установлены только ниж. границы на их массы. Их поиск составляет важнейшую задачу новых ускорителей. Масса суперпартнёров должна быть достаточно большой, т. е. суперсимметрия должна быть сильно нарушенной. По-видимому, в механизме нарушения суперсимметрии существенную роль должна играть супергравитация. Возможные феноменологии, суперсимметричные модели, их достижения и трудности обсуждаются во мн. обзорах (напр., [1—3]).

Наиб. амбициозным С. является сверхтеория теории всех взаимодействий, включая гравитационное, на основе максимально расширенной $N=8$ супергравитации [4]. В такой теории все поля, и фермионные и бозонные, входили бы на равных правах и все были бы калибровочными полями. Существенная трудность здесь — тот факт, что присущая $N=8$ супергравитации ортогональная группа $O(8)$, как калибровочная, не вмещает в себя группу стандартной модели великого объединения $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Существующие попытки обойти эту трудность и сделать калибровочной унитарную группу $SU(8)$. Такая группа содержит прямое произведение $SU(5) \times SU(3)$. Первый сомножитель можно было бы отождествить с симметрией великого объединения, а второй — с симметрией поколений. Однако наибольшие надежды связываются с попытками достигнуть С. в рамках теории суперструн.

Лит.: 1) Nilles H. P., Supersymmetry, supergravity and particle physics, «Phys. Repts», 1984, v. 110, p. 1; 2) Haber H. E., Kane G. L., The search for supersymmetry. Probing physics beyond the standard model, «Phys. Repts», 1985, v. 117, p. 75; 3) Высоцкий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения?, «УФН», 1985, т. 146, в. 4, с. 591; 4) Зумино Б., Супергравитация и великое объединение, в сб.: Геометрические идеи в физике, пер. с англ., М., 1983.

Е. А. Иванов, В. И. Осечкин

СУПЕРПОРТИКОН — см. в ст. Передача электроиндукционные трубки.

СУПЕРПОТВОРА ПРАВИЛА — ограничения на множество физ. наблюдаемых квантовой системы. Существование таких ограничений, указанное впервые в работе Дж. Вика (G. Wick), А. Вайтмана (A. Wightman) и Ю. Вигнера (E. Wigner) (1952), означало коррекцию и обобщение обычных постулатов квантовой теории, согласно к-рым любой вектор в гильбертовом пространстве состояний системы представлял физически реализуемое (чистое) состояние, а любой эрмитов оператор в этом пространстве представлял наблюдаемую (см. Квантовая механика). Механизм ограничений заключается в наличии нек-рых особых наблюдаемых, обладающих тем свойством, что собственные подпространства операторов этих наблюдаемых должны быть инвариантны относительно действия операторов любых наблюдаемых; тем самым все операторы, не сохраняющие указанных подпространств, из числа наблюдаемых исключаются. Оператор каждой такой наблюдаемой должен коммутировать с операторами всех других наблюда-

емых; этот оператор называется суперпотворным оператором, а его собственные подпространства — суперпотворными секторами. Легко показать, что суперпозиция векторов из разных суперпотворных секторов всегда представляется не чистые, а смешанные состояния. Матричные элементы всех наблюдаемых между разл. суперпотворными секторами равны 0 (это создаёт аналогию с *отбора правилами* в атомной физике), что также означает равенство нулю всех вероятностей перехода между собственными подпространствами нек-рой сохраняющейся величины. На этом основании и дано название явления: обычные правила отбора имеют место лишь для изолиров. систем и могут исчезать при включении внеш. воздествий, запреща, таким образом, только спонтанные переходы; но С. п. запрещают любые переходы, и соответствующие им наблюдаемые иногда называют суперсохраняющимися.

В работе Вика и других были указаны 2 конкретных С. п., для к-рых суперпотворными операторами служат полный элктрич. заряд Q и т. н. оператор унитарности $(-1)^{2S}$, где S — оператор полного спина (в последнем случае имеется всего 2 суперпотворных сектора, объединённых состоянием, соответственно, целого и полуцелого спина, так что данное С. п. разделяет состояния с бозонной и фермионной статистикой). Затем был открыт ещё ряд С. п. Подобно Q С. п. порождают и др. заряды, отвечающие точным внутренним симметриям систем элементарных частиц: *барионное число* B и *лептонные числа* L_e и L_μ . В релятивистской квантовой теории галилеева инвариантность приводит к С. п. по массе (С. п. Баргмана), к-рое разделяет состояния разных масс; в разл. смесях квантовой теории измерения возникнут С. п., связанные с характеристиками измерит. прибора, с учётом внеш. окружения, и т. д.

Строгая теория С. п. была построена на рубеже 1960-х и 70-х гг. в циклах работ С. Допличера (S. Doplicher), Р. Хаага (R. Haag), Дж. Робертса (J. Roberts) и (независимо) В. Н. Сушко и С. С. Хоружего. Её базой служит алгебраический подход в квантовой теории поля с его аппаратом алгебр локальных и глобальных наблюдаемых. Важная черта С. п. — их глобальный характер: суперпотворные наблюдаемые являются «макроскопич. наблюдаемыми», характеризующими поведение системы во всём пространстве-времени M , а не в к-л. ограниченной области $O \subset M$; т. е. в подходе Хаага — Арахли суперпотворные операторы должны лежать не в локальных алгебрах фон Неймана $R(O)$, но только в глобальной алгебре R , а точнее, в её центре $Z = R \cap R'$; ввиду своей коммутативности с операторами всех наблюдаемых. Поэтому теория прежде всего устанавливает свойства алгебры R в системах с произвольным набором С. п. Доказано, что такая алгебра должна принадлежать классу, выделяемому следующими эквивалентными условиями: 1) гильбертово пространство алгебры R натягивается на векторы, отвечающие чистым состояниям на R ; 2) R есть прямая сумма факторов R_i типа I [т. е. алгебр, изоморфных алгебре $B(\mathcal{H})$ всех ограниченных операторов в некотором гильбертовом пространстве \mathcal{H}]; 3) R есть алгебра типа I (т. е. разложима в прямую сумму или интеграл факторов типа I) и Z включает только операторы с точечным (дискретным) спектром (см. Спектр оператора). Пространства \mathcal{H}_α , где действуют факторы R_i , называются когерентными суперпотворными секторами и обладают тем свойством, что каждый их вектор является общим собственным вектором для всех суперпотворных операторов. Т. о., разложение пространства состояний на когерентные суперпотворные секторы совпадает с центром разложения (т. е. разложением на факторы, алгебры с тривиальным центром) глобальной наблюдаемых алгебры. По смыслу оно аналогично разложению на чистые фазы в статистич. механике и осуществляется полное разделение классич. (макроскопич.) и квантовых (микроскопич., локальных) систем; центр Z — алгебра классич. наблюдаемых систем, а когерентные секторы $\langle R_i, \mathcal{H}_\alpha \rangle$ — это квантовые компоненты. В рамках абстрактного подхода Хаага — Каствера супер-

отборные секторы описываются как представления абстрактной C^* -алгебры квантовых наблюдаемых. Состояния в этих секторах подчиняются нормальной (Бозе—Ферми) статистике тогда и только тогда, когда соответствующие представления неприводимы или, что то же, $R_\rho = B(\mathcal{X}_\rho)$; в противном случае они подчиняются к-л. из *параметрических*, задаваемых неоднородными предельными *группы* перестановок.

Ещё в 1965 г. С. Борхерсом (H. Borchers) была указана глубокая связь С. п. с понятием квантового поля. Поле интуитивно мыслится как поток квантов, элементарных носителей физ. характеристик системы—квантовых чисел заряда, спина, странности и др.; действуя на физ. состояния с определ. значениями таких характеристик, поле изменяет эти значения. Если же с длиной характеристической связно С. п. и состояния с разными её значениями лежат в разных секторах, то поле будет переводить состояния из одного сектора в другой. Итак, поля, в отличие от наблюдаемых, не сохраняют, вообще говоря, суперотборных секторов; и в рамках алгебраич. подхода, где поля на исходной стадии отсутствуют, они могут строиться как объекты, связывающие разные суперотборные секторы—лек-ые «операторы перелестания», в терминах теории представлений. Разработка этой идеи, осуществлявшаяся гл. обр. Дюпьером и Робертсом, а также Ю. Фрелихом (J. Fröhlich), Д. Вухольдом (D. Buchholz) и др., составила новый этап не только теории С. п., но и алгебраич. подхода в целом. Она привела к сложным матем. задачам, потребовав нетривиального развития ряда направлений теории C^* -алгебр, и только в 1990-х гг. приблизилась к завершению. Её физ. результаты состоят прежде всего в принципиальном углублении как теории С. п., так и концепции квантового поля. Был обнаружен целый ряд новых видов С. п., присутствующих совр. моделям *каждороновых полей*, *топологических зарядов* (в частности, *солитонами*) и фазовыми переходами. С др. стороны, методика построения полей на базе алгебраич. формализма наблюдаемых и состояний приводит к полевым объектам весьма общего, иногда ранее неизвестного вида: если в пространстве Минковского эти объекты подчиняются статистикам, описываемым группой перестановок, то в 2- и 3-мерных системах обнаружены полевые объекты, статистика к-рых описывается т. и. группой окт Артина. Изучение этих проблем активно продолжается (1996).

Лит.: Хоружий С. С., Введение в алгебраическую квантовую теорию поля, М., 1986; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксяк А. И., Тодоров И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987; The algebraic theory of superselection sectors, ed. by D. Kastler, Singapore, 1990; Haag R., Local quantum physics, B., 1992. С. С. Хоружий.

СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМ—квазипарамагнитное поведение систем, состоящих из совокупности очень мелких ферро- или ферримагнитных частиц (см. *Парамагнетизм*). Малым частицам эти вещества свойственно однодоменное состояние (см. *Однодоменные частицы*) с односторонней самопроизвольной намагниченностью по всему объёму частицы. При дальнейшем уменьшении размеров берётся, но при сохранении намагниченности (т. е. при темп-ре ниже *Кюри точки*) возрастает вероятность тепловых флуктуаций ориентации *магнитного момента M* частицы. Вектор *M* ориентируется вдоль легчайшего направления намагничивания, определяемого суммарной *магнитной анизотропией* частицы, поэтому для поворота вектора *M* из этого направления необходимо преодолеть энергию $V \sim KV$, где *K*—константа суммарной анизотропии, *V*—объём частицы. Вектор *M* может изменить ориентацию, когда ср. энергия *KV* тепловых флуктуаций делается сопоставимой с энергией анизотропии *KV* или превышает её: $kT \geq KV$. В типичных ферро- или ферримагнетиках $K \sim 10^7 - 10^9$ эрг/см³. Т. о., при темп-ре $T \sim 100$ К (*Большая постоянная k* $\sim 10^{-16}$ эрг/К), когда $kT \sim 10^{-14}$ эрг, влияние тепловых флуктуаций становится заметным для частиц, объём к-рых меньше $10^{-21} - 10^{-17}$ см³ (линейные размеры меньше 1—10 нм). При этих условиях магн. моменты частиц ведут себя по отношению к воздействию внеш. магн. поля

H и темп-ры *T* подобно парамагнитному газу атомов или молекул, с той лишь разницей, что в газе в результате тепловых флуктуаций (столкновений) изменяют положение и пространственную ориентацию сами магнитно-активные атомы (молекулы) вместе со своими моментами, тогда как однодоменными ферро- или ферримагнитные частицы в твёрдом теле остаются неподвижными, происходит лишь изменение ориентации их магн. момента *M* под влиянием тепловых флуктуаций. Несмотря на это различие, эффект оказывается в обоих случаях одинаковым. Это и позволило Бину (С. Р. Вепл, 1955) ввести термин «С.» [1]. На саму возможность броуновского вращения моментов частиц впервые указал Л. Нель (L. Neel, 1949) [2]. Т. о., в системах с С. элементарными носителями магнетизма являются не отд. атомы (молекулы), а макрочастицы, содержащие до $10^9 - 10^6$ атомов. Зависимость отнюдь не парамагнитности M/M_0 систем с С. (M_0 —магн. насыщение при $T=0$ К) от *H* и *T*, как и для парамагн. газов, даётся ф-лой Ланжевэна

$$M/M_0 = \text{cth}(MH/kT) - kT/MH. \quad (*)$$

В силу больших значений *M* в системах с С. зависимость (*) реализуется в легко достижимых полях *H*. Размер частиц с С. можно определить по измерению начального наклона зависимости (*), равного $M/3kT$. Можно определить как времена *релаксации* момента, так и др. равновесные и кинетич. магн. характеристики С.

Типичными примерами систем с С. являются сплавы меди с кобальтом ($\approx 2\%$ Co), мелкие выделения железа в β -латуни ($\approx 0,1\%$ Fe), сплавы Cu с Mn, Au и Ni, тонкие порошки Ni, *пек-рых ферритов* и др.

Мелкие однодоменные частицы могут существовать не только в твёрдых телах ферро- и ферримагнитных сплавов и соединений, но и в *магнитных жидкостях* (суспензиях), к-рые получают диспергированием ферро- или ферримагн. частиц в однодоменном состоянии в обычных жидкостях. Именно в этих системах С. впервые наблюдался В. Эльмором (W. Elmor, 1938) [3]. В суспензии однодоменных частиц равновесное распределение магн. моментов достигается вращением самих частиц благодаря их броуновскому движению. В этом случае время релаксации должно существенно зависеть от вязкости жидкости. Наконец возможны ещё квантовомеханич. изменения ориентации моментов *M* частиц (туннельные переходы, см. *Туннельный эффект*).

С. интересен не только как специфич. магн. явление; исследования С. позволяют независимо определить ряд магн. параметров, напр. температурный ход самопроизвольной намагниченности или точки Кюри. Кроме того, изучение С. открывает новые возможности для тонких структурных исследований, напр. в дисперсионно твёрдых сплавах, поскольку изучение С. позволяет разработать весьма чувствительные неспоряжающие методы определения распределения частиц по размерам, состав выпалающей магн. фазы в начальных стадиях её зарождения и роста. Билом и Джексоном (1956) был разработан метод, аналогичный гранулометрии—определение размеров мелких ферромагн. частиц в коллоидных растворах [4]. С. также применяется и при изучении магнетизма горных пород.

Л. Нель [5] показал, что мелкие частицы антиферромагнетиков (диам. ≈ 5 нм) также обладают особыми магн. свойствами, похожими на С., поскольку в них происходит нарушение полной компенсации моментов магн. подрешётки—они ведут себя при этом как ферримагн. частицы в состоянии С. Для менее мелких антиферромагн. частиц Нель предсказал явление, отличное от С., и назвал его суперантиферромагнетизмом. В этих частях ещё не нарушена полная компенсация моментов подрешётки. Но если поверхность частиц имеет вид хорошо развитых кристаллографич. плоскостей и если у части из них узлы принадлежат к одному из типов магн. подрешётки (ферромагн. плоскость), то их магн. свойства оказываются зависящими от числа этих плоскостей в частице. При нечётном числе плоскостей частицы обладают С., при

чётном — начальная антиферромагн. восприимчивость (при $H=0$) частиц возрастает вдвое по сравнению с массивным образцом и стремится к обычному значению с ростом поля (доказано экспериментально на частицах антиферромагнетика NiO [5]). С. представляет интерес также в связи с исследованиями поликристаллов [6].

Лит.: 1) Вean C. P., Hysteresis loops of mixtures of ferromagnetic micropowders, «J. Appl. Phys.», 1955, v. 26, p. 1381; Вean C. P., Livingston J. D., Superparamagnetism, «J. Appl. Phys.», Suppl., 1959, v. 30, № 4, p. 120; 2) Néel L., Influence des fluctuations thermiques sur l'aimantation de grains ferromagnétiques très fins, «Compt. Rend. Acad. Sci.», 1949, v. 228, № 8, p. 664; et gr. je, Theorie du tirnage magnetique des particules ferromagnétiques en gros fins avec application aux terres rares, «Ann. Geophys.», 1949, v. 5, № 2, p. 99; 3) Elmore W. C., Ferromagnetic colloids forstuding magnetic structures, «Phys. Rev.», 1938, v. 54, p. 309; et o. je, The magnetization of ferromagnetic colloids, там же, p. 1092; 4) Вean C. P., Jacobs I. S., Magnetic granulometry and super-magnetism, «J. Appl. Phys.», 1956, v. 27, p. 1448; 5) Néel L., Superparamagnétisme des grains très fins antiferromagnétiques, «Compt. Rend. Acad. Sci.», 1961, v. № 26, p. 4075, 1961, v. 253, № 1, p. 9; 1962, v. 254, № 4, p. 598; 6) Труды Международной конференции по магнетизму—94, Варшава, секция D 32, Познань, 1994, с. 502. C. В. Виновокий.

СУПЕРПОЗИЦИОННЫЙ ПРИНЦИП (наложения принципа) — 1) допущение, согласно к-рому результирующий эффект воздействия неск. процессов (напр., колебательных) представляет собой сумму эффектов, вызываемых воздействием каждого процесса в отдельности, при условии, что последние взаимно не влияют друг на друга. С. п. строго применим лишь к системам, поведение к-рых описывается линейными соотношениями (т. н. линейные системы). Напр., если ерда, в к-рой распространяется волна, линейна, т. е. её свойства не меняются под действием возмущений, создаваемых волной, то все эффекты, вызываемые пегармонич. волной, могут быть определены как сумма эффектов, создаваемых каждой из её гармоник, составляющих. С. п. играет большую роль в теории колебаний, теории цепей и др. разделах физики и техники.

В. В. Мизулин.

2) В теории классич. полей и в квантовой теории С. п. — положение, согласно к-рому суперпозиция (т. е. результат суммирования, наложения друг на друга) любых допустимых в данных условиях состояний ф-ц. системы (или возможных процессов в ней) является также допустимым состоянием (или соответственно возможным процессом). Так, классич. эл.-магн. поле в вакууме удовлетворяет С. п.: сумма любого числа физически реализуемых полей есть также физически реализуемое эл.-магн. поле. В силу С. п. эл.-магн. поле, созданное совокупностью элктрич.-зарядов и токов, равно сумме полей, создаваемых этими зарядами и токами по отдельности. Слабое гравитаци. поле также с хорошей точностью подчиняется С. п.

В классич. физике С. п. — приближённый, он вытекает из линейности ур-ний движения соответствующих систем (что обычно является хорошим приближением для описания реальных систем), напр. Максвелла уравнений для эл.-магн. поля в пустоте. При отклонениях от линейности обнаруживаются нарушения С. п. Так, достаточно сильное гравитаци. поле не удовлетворяет С. п., поскольку оно описывается нелинейными ур-ниями Эйнштейна (см. *Тезисы*); макроскопическое эл.-магн. поле в веществе, строго говоря, также не подчиняется С. п. в силу зависимости (иногда существенной) диэлектрич. и магн. проницаемостей от виси. поля (напр., в ферромагнетике, лазерных материалах) и т. д.

В квантовой механике С. п. — фундам. принцип, один из осн. постулатов, определяющий вместе с *неопределённостной соотношением* структуры матем. аппарата теории. Из С. п. следует, что состояния квантовомеханич. системы должны изображаться векторами линейного пространства (см. *Квантовая механика*), в частности *волновыми функциями*, что операторы физ. величин должны быть линейными и т. д. С. п. утверждает, что если квантовомеханич. система может находиться в состояниях, описываемых волновыми ф-циями $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$, то физически допустимой

будет и суперпозиция этих состояний, т. е. состояние, описываемое волновой ф-цией:

$$\Psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2 + \dots + c_n\psi_n, \quad (*)$$

где c_1, c_2, \dots, c_n — произвольные комплексные числа. Из С. п. следует, что любая волновая ф-ция может быть разложена в сумму (вобщее говоря, бесконечную) собств. ф-ций оператора любой физ. величины; при этом квадраты модулей коэф. в разложении имеют смысл вероятностей обнаружить на опыте соответствующие значения этой величины. Суперпозиция состояний (*) определяется не только модулями коэф. c_n и их относит. фазы, поэтому она означает интерференцию состояний ф-ц. Возможностью такой интерференции проявляется, напр., в *дифракционном рассеянии* микрочастиц. Квантовой С. п. лишён наглядности, характерной для С. п. в классич. физике, т. к. в квантовой теории в суперпозиции участвуют (складываются) альтернативные, с классич. точки зрения взаимоисключающие друг друга, состояния. С. п. отражает волновую природу микрочастиц.

В релятивистской квантовой теории, рассматривающей процессы, в к-рых может происходить взаимопревращение частиц, С. п. должен быть дополнен т. н. *суперобора правилами*. Напр., суперпозиция состояний с разными значениями электрического, барионного, лептонного зарядов физически не реализуемы, их существование означало бы, что при измерении, напр., элктрич. заряда квантовой системы можно с определ. вероятностью получить разные его значения, что противоречит опыту. Поэтому операторы ф-ц. величин не должны менять заряды. Это накладывает на матричные элементы операторов определ. ограничения, к-рые и наз. правилами суперобора.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика*.

О. И. Завьялов.

СУПЕРПОЗИЦИИ СОСТОЯНИЙ ПРИНЦИП — важнейший постулат *квантовой механики*, лежащий в основе её физ. содержания и матем. аппарата. Необходимость С. п. обусловлена *корпускулярно-волновым дуализмом* — всеобщим и универсальным свойством природы. С. п. позволяет устранить противоречие между волновым и корпускулярным описанием явлений (существовавшим в рамках классич. представлений о частицах как материальных точках, движущихся по опред. траекториям) и описать волновые явления в терминах корпускулярных представлений. Согласно С. п., линейная суперпозиция любых возможных состояний системы, взятых с произвольными (комплексными) коэф., является также возможным состоянием системы (подробнее см. в ст. *Квантовая механика*).

СУПЕРПОЗИЦИОННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ — приближённый метод оырава теплоч ур-ний для корреляционных ф-ций в классич. *статистической физике*. Предложен Дж. Кирквудом (J. Kirkwood, 1935). Согласно С. п., трёхчастичная *корреляционная функция* распределения молекул $F_3(r_1, r_2, r_3)$ может быть приближимо выражена через парные корреляционные ф-ции $F_2(r_k, r_l)$, где $l, k = 1, 2, 3$, $F_3(r_1, r_2, r_3) = F_2(r_1, r_2)F_2(r_2, r_3)F_2(r_1, r_3)$. r_1 — координаты центра масс взаимодействующих молекул.

С. п. Кирквуда широко использовалось в статистич. теории *жидкостей*, хотя трудно обосновать его теоретически или установить область его применимости. Из С. п. следует, что потенциал ср. сил, действующих на некую фиксированную группу молекул жидкости, аддитивно складывается из парных потенциалов ср. сил. Термин «С. п.» связан с этим свойством. С помощью С. п. можно получить нелинейное интегральное ур-ние для $F_2(r_1, r_2)$ (Борна — Грина — Ивона ур-ние и *линейное уравнение*). Эти ур-ния приводят к приближенному *уравнению состояния* для плотных газов и жидкостей в области, где справедлива классич. механика.

Лит.: Балееску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 7.

Д. Н. Зубов.

СУПЕРПОЛЕ — см. *Суперсимметрия*, *Суперпространство*.

СУПЕРПРОСТРАНСТВО — расширенное пространство в теории суперматриц, к-рое кроме обычных пространственно-временных координат включает также спинорные координаты.

Спинорные переменные θ^{α} антикоммутируют друг с другом и коммутируют с координатами пространства-времени x^{μ} :

$$\begin{aligned} \theta^{\alpha}\theta^{\beta} + \theta^{\beta}\theta^{\alpha} &= 0, \quad \alpha, \beta = 1, 2, \\ x^{\mu}\theta^{\alpha} - \theta^{\alpha}x^{\mu} &= 0, \quad \mu = 0, 1, 2, 3, \end{aligned} \quad (1)$$

и поэтому они могут рассматриваться как нечётные образующие нек-рой Грассман алгебры, чётными образующими к-рой служат координаты x^{μ} . Отсюда название для θ^{α} — грассмановы координаты. Антиккоммутативность θ^{α} необходима для обеспечения правильной связи спина и статистики. Важное следствие антикоммутативности грассмановых переменных — их нильпотентность:

$$(\theta^{\alpha})^2 = 0 \text{ для любого } \alpha. \quad (2)$$

Концепция С. играет ключевую роль в суперсимметрии [1—6]: группа преобразований суперсимметрии имеет естественную реализацию в С. как группа его движений, а соответствующие супермультиплеты компактно представляются суперполями [2] — ф-циями, заданными на С.

N -расширенная суперсимметрия Пуанкаре наиб. простым образом может быть реализована в веществ. С. [1—6]:

$$\mathbb{R}^{4|4N} = \{x^{\mu}, \theta^{\alpha i}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha} j}\} \quad (3)$$

с 4 чётными координатами x^{μ} и $4N$ нечётными координатами $\theta^{\alpha i}, \bar{\theta}^{\dot{\alpha} j}$, $\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2$; $i, j = 1, 2, \dots, N$ ($\bar{\theta}^{\dot{\alpha} j} = (\theta^{\alpha i})^{\dagger}$, \dagger — эрмитово сопряжение). Нечётные координаты являются двухкомпонентными вейлевскими спинорами (1/2, 0) и (0, 1/2) Лоренца группы и преобразуются соответственно по кварковому (верх. латинский индекс) и антикварковому (ниж. латинский индекс) представлениям унитарной группы автоморфизмов $U(N)$ расширенной суперсимметрии.

Преобразования суперсимметрии над координатами С. (супердвиги) имеют вид

$$\begin{aligned} \delta x^{\mu} &= i(\epsilon^{\Lambda\alpha}(\sigma^{\mu})_{\alpha\beta}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}_1 - \theta^{\Lambda\alpha}\sigma^{\mu}_{\alpha\dot{\beta}}\bar{\epsilon}^{\dot{\beta}}_1), \\ \delta\theta^{\alpha i} &= \epsilon^{\alpha i}, \quad \delta\bar{\theta}^{\dot{\alpha} j} = \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha} j}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\epsilon^{\alpha i}, \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha} j}$ — антикоммутирующие спинорные параметры, $\sigma^{\mu} = (I, \sigma)$, σ — Паули матрицы, I — единичная матрица. Генераторы супердвигов (4) представляются дифференци. операторами на С. (3):

$$\begin{aligned} Q_{\alpha i} &= \frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial \theta^{\alpha i}} + (\sigma^{\mu})_{\alpha\beta} \bar{\theta}^{\dot{\beta}}_i \partial_{\mu}, \\ \bar{Q}^{\dot{\alpha} j} &= -\frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha} j}} - \bar{\theta}^{\dot{\beta} j} (\sigma^{\mu})_{\alpha\beta} \partial_{\mu} \end{aligned} \quad (5)$$

($\partial_{\mu} = \partial/\partial x^{\mu}$) и вместе с генератором трансляции $P_{\mu} = i\partial_{\mu}$ образуют алгебру N -расширенной суперсимметрии Пуанкаре:

$$\begin{aligned} \{Q_{\alpha i}, \bar{Q}^{\dot{\beta} j}\} &= 2\delta^j_i (\sigma^{\mu})_{\alpha\beta} P_{\mu}, \\ \{Q_{\alpha i}, Q_{\beta j}\} &= \{\bar{Q}^{\dot{\alpha} i}, \bar{Q}^{\dot{\beta} j}\} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

(где δ^j_i — символ Кронекера). (Полная супералгебра Пуанкаре включает также алгебры группы Лоренца и группы автоморфизмов.)

У одной и той же супергруппы может быть неск. различных С., в к-рых она действует как группа движений. Напр., в случае $N=1$ важную роль в ф.з. приложениях играет комплексное киральное (левое, L) С. $\mathbb{C}^{4|2}$, содержащее в 2 раза меньше спинорных переменных, чем вещественное С. $\mathbb{R}^{4|4}$,

$$\mathbb{C}^{4|2} = \{x^{\mu}, \theta^{\dot{1}}\}. \quad (7)$$

Оно содержит $\mathbb{R}^{4|4}$ как вещественную гиперповерхность.

Для плоского пространства условия вложения $\mathbb{R}^{4|4}$ в $\mathbb{C}^{4|2}$ имеют вид

$$\begin{aligned} x^{\dot{1}}_{\dot{2}} &= x^{\mu} + i\theta^{\alpha}(\sigma^{\mu})_{\alpha\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}, \\ \theta^{\dot{2}} &= \theta^{\dot{1}}. \end{aligned} \quad (8)$$

При $N>1$ также существуют киральные С. $\mathbb{C}^{4|2N}$, однако адекватными физ. теориями оказываются не они и не $\mathbb{R}^{4|4N}$, а аналитические гармонические С. (см. ниже).

Суперполю — ф-ция на С. [2,4—6]. Они представляют собой компактную форму записи супермультиплетов. Поля, составляющие супермультиплет, возникают как коэф. разложения суперполей по степеням грассмановых координат. Из-за нильпотентности последних эти разложения обрываются на конечном числе членов. Преобразования суперсимметрии замыкаются на суперполях вне массовой поверхности, т.е. без использования ур-ний движения. Необходимые для этой цели вспомогательные поля автоматически присутствуют в разложениях суперполей наряду с физ. полями. Это обеспечивает независимый вид преобразований суперсимметрии от рассматриваемой модели взаимодействия.

Суперполе на С. $\mathbb{R}^{4|4N}$

$$\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = \phi(x) + \theta^{\alpha i} \chi_{\alpha i}(x) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha} j} \bar{\psi}^{\dot{\alpha} j}(x) + \dots \quad (9)$$

[где $\phi(x)$ — скалярное, $\chi_{\alpha i}(x), \bar{\psi}^{\dot{\alpha} j}(x)$ — вейлевские спинорные поля] содержит в общем случае 2^{4N} бозонных и столько же фермионных компонент (для вещественных суперполей это число уменьшается вдвое). Киральные суперполя, определённые на комплексном С. $\mathbb{C}^{4|2}$ или сопряженном к нему, с необходимостью комплексны. Они содержат 2×2^{2N} степеней свободы (поскольку в них входят либо $\theta^{\alpha i}$, либо $\bar{\theta}^{\dot{\alpha} j}$). Компонентные поля, стоящие в суперполе в лагаемых с отличающейся на единицу степенью θ , различаются спином или спиральностью на $1/2$ и грассмановой чётностью. Преобразования суперсимметрии компактно представляются ф-лой

$$\delta\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = i(\epsilon^{\alpha i} Q_{\alpha i} - \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha} j} \bar{Q}^{\dot{\alpha} j}) \Phi(x, \theta, \bar{\theta}). \quad (10)$$

Суперполе может иметь внеш. лоренцов индекс и индекс группы автоморфизмов суперсимметрии, а также индекс к.-л. группы внутренней симметрии.

В общем случае суперполя содержат неск. супермультиплетов. Напр., вещественное $N=1$ суперполе

$$\begin{aligned} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) &= \phi(x) + \theta^{\alpha i} \psi_{\alpha i}(x) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha} j} \bar{\psi}^{\dot{\alpha} j}(x) + \\ &+ (\theta^{\alpha i})^2 F(x) + (\bar{\theta}_{\dot{\alpha} i})^2 \bar{F}(x) - i\theta^{\alpha i} \theta_{\alpha j} A_{ij}(x) + \\ &+ i\bar{\theta}_{\dot{\alpha} i} \bar{\theta}^{\dot{\beta} j} \lambda^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}(x) - i\bar{\theta}^{\dot{\alpha} i} \theta_{\alpha j} \lambda^{\alpha\dot{\beta}}(x) + \theta^{\alpha i} \theta_{\alpha j} D(x) \\ &(\theta^2 \equiv \theta^{\alpha} \theta_{\alpha} = \epsilon^{\alpha\beta} \theta_{\beta}, \\ &\bar{\theta}^2 \equiv (\bar{\theta})^{\dot{\alpha}} \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} = -\epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{\theta}_{\dot{\beta}} = 1) \end{aligned} \quad (11)$$

содержит скалярный и векторный [включающий векторное поле $A_{ij}(x)$] супермультиплеты вне массовой поверхности (здесь ϕ, F, D — произвольные скалярные поля, A_{ij} и $\lambda_{\alpha\dot{\beta}}$ — произвольные векторное и спинорные поля). (Абстрактным неприводимым суперполем является киральное $N=1$ суперполе

$$\phi(x_L, \theta) = \phi(x_L) + \theta^{\alpha} \psi_{\alpha}(x_L) + \theta^{\alpha} \theta_{\alpha} F(x_L), \quad (12)$$

описывающее скалярный $N=1$ супермультиплет вне массовой поверхности. Этот супермультиплет включает в себя два вещественных поля — скалярное и псевдоскалярное: $\phi(x_L) \equiv A(x_L) + iB(x_L)$ (спин 0), спинор $\psi_{\alpha}(x_L)$ (спин 1/2) и два вещественных вспомогат. поля:

$$F(x_L) \equiv F_1(x_L) + iF_2(x_L).$$

Как и поля в пространстве Минковского, суперполя классифицируются по значениям соответствующих Казимира операторов, построенных из генераторов группы суперсимметрии [2, 4—8]. Квантовыми числами, имеющими смысл вне массовой поверхности, являются суперспин Y и супернормин \bar{I} , к-рые обобщают понятия

спина и изоспина обычных полей (число операторов суперизоспина в общем случае равно рангу группы автоморфизмов). Суперспин данного супермультиплета совпадает с нижним значением спина у физ. компонентных полей. Напр., киральное суперполе (12) имеет $Y=0$, а $N=1$ суперполе $\Phi(x, \theta, \bar{\theta})$, неприводимое по спину J , содержит четыре неприводимых супермультиплета с $Y=J-1/2, J, J, J+1/2$. В частности, суперполе (11) содержит мультиплеты с суперспинами 0 (дважды) и 1/2. Простые правила подсчёта существуют и для суперизоспинов. Напр., суперизоспин неприводимого $N=2$ супермультиплета равен изоспину состояния с наивысшим спином [8].

Выделение из суперполей неприводимых представлений осуществляется, как и в случае обычных полей, либо непосредственно дополнит. условий (устраняющих лишние суперспины), либо за счёт требования *калибровочной инвариантности*. Чтобы условия неприводимости были ковариантны относительно суперсимметрии, они должны строиться из ковариантных дифференц. операторов. Такими операторами являются ковариантные спинорные производные

$$D_{\alpha i} = \frac{\partial}{\partial \theta^{\alpha i}} + i(\sigma^{\mu})_{\alpha\beta} \partial_{\mu}^i \partial_{\alpha}, \quad (13)$$

$$\bar{D}_{\dot{\alpha}}^i = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha} i}} + i\theta^{\beta i}(\sigma^{\mu})_{\beta\dot{\alpha}} \partial_{\mu}^i.$$

Они антикоммутируют с генераторами группы суперсимметрии (4) и образуют супералгебру, изоморфную (5):

$$\{D_{\alpha i}, \bar{D}_{\dot{\alpha}}^j\} = 2i\delta_{\alpha\dot{\alpha}}^i(\sigma^{\mu})_{\beta\dot{\alpha}} \partial_{\mu}^i, \quad (14)$$

$$\{D_{\alpha i}, D_{\beta j}\} = 0.$$

Простейшими и наиб. геометричными являются условия, линейные по спинорным производным, напр. условия $N=1$ киральности, выделяющие в $\Phi(x, \theta, \bar{\theta})$ неприводимые части с суперспином 0:

$$\bar{D}_{\dot{\alpha}}^i \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = 0 \Rightarrow \Phi = \Phi(x_L, \theta) \quad (15)$$

или

$$D_{\alpha i} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = 0 \Rightarrow \Phi = \tilde{\Phi}(x_R, \bar{\theta}),$$

$$x_R^{\mu} = (x_L^{\mu})^* = x^{\mu} - i\theta \sigma^{\mu} \bar{\theta}.$$

Условия такого типа выражают аналитичность по Grassmann переменным (Grassmannовая аналитичность) [9], т. е. они решаются через суперполя, определённые на S с меньшим числом Grassmannовых образующих [в примере (15) — на $N=1$ киральном S]. Принцип сохранения понятия Grassmannовой аналитичности лежит в основе суперполевой геометрии большинства известных суперсимметричных теорий (напр., полей Янга — Миллса, полей материи, *супергравитации*).

Возможны и условия более высокого порядка по спинорным производным. Напр., массивный векторный $N=1$ супермультиплет (суперспин $1/2$) выделяется условиями [2, 4, 7]

$$D^{\alpha} D_{\alpha} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = \bar{D}_{\dot{\alpha}}^{\dot{\alpha}} \bar{D}^{\dot{\alpha}} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = 0, \quad (16)$$

$$\Phi = \Phi^*.$$

к-рые следуют из соответствующих суперполевых ур-ний движения и содержат обычное условие поперечности для векторного поля $\partial^{\mu} A_{\mu}(x) = 0$. Таким же условием (однако вне массовой поверхности) удовлетворяет и напряжённость тензорного $N=1$ супермультиплета, включающего т. н. нотиф — калибровочный антисимметричный тензор, описывающий поле нулевой спиральности на массовой поверхности.

Смысл условий (15) или (16) становится ясным, если вместо нарушающей явную суперсимметрию процедуры разложения суперполей на компонентные поля пользоваться ковариантным методом проекций [5]. Идея этого метода состоит в том, чтобы вместе с исходным суперполем рассматривать и все его суперполевые проекции, получающиеся действием на него всех возможных степеней спинорных производных. Поскольку каждая такая проекция

начинается с соответствующей компоненты разложения по θ исходного суперполя, напр.:

$$\Phi(x_L, \theta)|_{\theta=0} = \Phi(x), \quad D_{\alpha} \Phi(x_L, \theta)|_{\theta=0} = \Psi_{\alpha}(x), \quad \dots$$

то их набор полностью эквивалентен набору исходных компонентных полей. Ковариантные условия типа (15) или (16) исключают, приравнявая нулю, все суперполевые проекции, кроме тех, к-рые составляют данный неприводимый супермультиплет.

Др. способ освободиться от лишних полей состоит в том, чтобы сделать их калибровочными. Так, вещественное скалярное $N=1$ суперполе (11) с калибровочной группой

$$V'(x, \theta, \bar{\theta}) = V(x, \theta, \bar{\theta}) + [\lambda(x_L, \theta) - \bar{\lambda}(x_R, \bar{\theta})] \quad (17)$$

(где λ — произвольная калибровочная суперфункция) описывает абелев калибровочный $N=1$ супермультиплет [преобразование (17) включает обычное *калибровочное преобразование* векторного поля]. Он обладает суперспином $1/2$, супермультиплеты с нулевыми суперспинами становятся чисто калибровочными и могут быть исключены выбором калибровки. Неприводимый состав таких калибровочных суперполей удобно анализировать, приравнявая нулю все компоненты, сдвигающиеся на произвольные ф-ции при калибровочных преобразованиях (в т. н. калибровке Весса — Зумино) [4—6]. Калибровка Весса — Зумино для суперполя (17) имеет вид

$$V'^3(x, \theta, \bar{\theta}) = -\theta \sigma^{\mu} \bar{\theta} A_{\mu}(x) + i\theta^2 \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{X}^{\dot{\alpha}}(x) - i\theta^2 \bar{\theta}^{\beta} X_{\beta}(x) + \theta^2 \bar{\theta}^2 D(x). \quad (18)$$

Здесь $A_{\mu}(x)$ и $X_{\beta}(x)$, $\bar{X}^{\dot{\alpha}}(x)$ — поля фотона и фотино (суперсимметричного партнёра фотона), $D(x)$ — вспомог. поле. С учётом остаточной калибровочной инвариантности $A_{\mu} \rightarrow A_{\mu} + \partial_{\mu} \lambda(x)$ [$\lambda(x)$ — калибровочная ф-ция] в суперполе (18) присутствуют 4+4 компоненты, составляющие калибровочный $N=1$ супермультиплет вне массовой поверхности.

Преимущества суперполевых формулировок. Осн. преимущество суперполевых формулировок суперсимметричных теорий над компонентными — наличие явной суперсимметрии вне массовой поверхности. Благодаря этому свойству наиб. полно выявляются замеч. геом. и квантовые следствия суперсимметрии. Как и в случае обычных полей, желательнее, чтобы суперполя не были подвержены сторонним связям. Формулировка через суперполя без связей позволяет обнаруживать нетривиальные внутр. геометрии, присущие суперсимметричным теориям, они обладают простотой и элегантностью. Их главное практич. достоинство состоит в возможности построения инвариантной суперполевой теории возмущений, в рамках к-рой радикально упрощаются анализ сокращения квантовых расходимостей и доказательства конечности теории (открытие теорий поля, свободных от *ультрафиолетовых расходимостей*, — пока самое яркое достижение суперсимметрии). Доказательства конечности в суперполевым формализме основаны на общих теоремах о перенормировке (отсутствии соответствующих суперполевых *контрчленов* [6]) и не требуют детальных расчётов диаграмм Фейнмана.

Построение явно инвариантных геом. суперполевых формулировок суперсимметричных теорий вне массовой поверхности полностью завершено для случаев $N=1$ и $N=2$. Существует также формулировка $N=3$ теории Янга — Миллса. Пока не найдено адекватного суперполевого описания $N=4$ теории Янга — Миллса и супергравитаций с $N \geq 3$. Остаётся пока нерешённой задача построения суперсимметричных теорий типа *Кауцы — Клейна теории* (в пространствах высоких размерностей) и полевых теорий (протяжённых суперсимметричных объектов типа суперструны (см. *Суперструны*). Теоретико-групповой и геом. основой всех известных инвариантных суперполевых формулировок служит принцип сохранения простейших представлений глобальной суперсимметрии при вклю-

чений взаимодействия. Поскольку в большинстве случаев эти представления выделяются условиями грасмановой аналитичности гипа (15), указанный принцип эквивалентности требования сохранения той или иной грасмановой аналитичности.

Примеры теорий в $N=1$ суперпространстве [4—6]. Построение инвариантных суперполевых действий основано на том свойстве, что при преобразованиях суперсимметрии к высшим компонентам суперполей D -компонента вещественного (11) и F -компонента кирального (12) $N=1$ суперполя добавляется полная производная. Поэтому интеграл по d^4x от высшей компоненты разложения по θ плотности лагранжиана, построенной из суперполей и их производных (спинорных и обычных), является инвариантом.

Простой пример $N=1$ суперполевого действия — действие массивного кирального суперполя с самодействием ϕ^2 :

$$I = -\frac{1}{4} \int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta} \phi(x_L, \theta) \phi(x_R, \bar{\theta}) + \left[\int d^4x_L d^2\theta \left(\frac{m}{4} \phi^2 + \frac{1}{3} g \phi^3 \right) + \text{с. к.} \right], \quad (19)$$

где использовано интегрирование по грасмановым переменным (интегрирование по Березину [3]), к-рое является удобным явно инвариантным способом выделения высших компонент из суперполевых лагранжианов. Грасманово интегрирование эквивалентно дифференцированию:

$$\int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta} = \frac{1}{4} \int d^4x (D^2 \bar{D}_2) (\bar{D}_2 D^2), \\ \int d^4x_L d^2\theta = \frac{1}{2} \int d^4x_L (D^2 D_2) \quad (20)$$

После перехода к компонентам и исключения вспомогат. полей $F(x) = F_L(x) + iF_R(x)$ с помощью ур-ний движения действие (19) сводится к выражению

$$I = \int d^4x \left[\partial^\mu \phi \partial_\mu \bar{\phi} - i \frac{1}{2} \psi \sigma_\mu \partial^\mu \bar{\psi} - m^2 \phi \bar{\phi} - \frac{m}{4} (\psi^2 \psi + \bar{\psi} \bar{\psi} \bar{\psi}) - 2mg(\phi + \bar{\phi}) \phi \bar{\phi} - 4g^2(\phi \bar{\phi})^2 - g(\psi^2 \psi \phi + \bar{\psi} \bar{\psi} \bar{\psi} \bar{\phi}) \right] \quad (21)$$

(где m — масса, g — безразмерная константа связи), т. е. к действию массивного комплексного скалярного поля ϕ с самодействием ϕ^3 и ϕ^4 и массивного майорановского спинора $\begin{pmatrix} \psi \\ \bar{\psi} \end{pmatrix}$, взаимодействующих посредством ювакских

связей (метрика пространства Минковского выбрана в виде «+---»). Явная $N=1$ суперсимметрия действия (19) становится неявной в компонентном представлении (21). Она теперь выражается в равенстве масс бозонов и фермионов и в наличии единой константы связи.

Действие (19), (21) перенормируемо. Замеч. следствием его суперсимметрии является то, что вместо трёх независимых констант перенормировки, свойственных бозонной теории с самодействием ϕ^4 , в нём новоявляется лишь одна такая константа (константа перенормировки волновой ф-ции). Этот факт является проявлением простейшего варианта теоремы о перенормировке, к-рая следует из вида суперполевого действия (19) и явно инвариантной теории возмущений для киральных суперполей. Люб. вклад в эфф. квантовое действие всегда локально представим интегралом по вещественному \mathbb{C}^4 , но не по $\mathbb{C}^{4|2}$. Поэтому возможные суперполевые контрчлены всегда имеют структуру первого члена в действии (19), что приводит к появлению константы перенормировки только перед этим членом.

Самодействие ϕ^3 — единств. перенормируемое самодействие киральных $N=1$ суперполей [действие (19) можно обобщить на любое число таких суперполей].

Общий лагранжиан можно получить из (19) заменами

$$\phi \bar{\phi} \rightarrow K(\phi, \bar{\phi}) \cdot \frac{m}{4} \phi^2 + \frac{g}{3} \phi^3 \rightarrow P(\phi),$$

где K и P — произвольные вещественная и комплексная ф-ции своих аргументов. Это приводит к калевской нелинейной *сигма-модели* для физ. бозонов [10] и имеет прост. геом. смысл.

Др. важная модель — $N=1$ калибровочная теория. Она описывается действием

$$I = \frac{1}{2g^2} \int d^4x_L d^2\theta \text{Tr}(W^2 W_2) + \text{с. к.}, \quad (22)$$

где W^2 — киральная ковариантная спинорная напряжённость $N=1$ калибровочного суперполя $V^A(x, \theta, \bar{\theta})$:

$$W^2 = W^{2A} T^A = \frac{1}{16} (\bar{D}_2 \bar{D}^2) \left[\exp(-2V^A T^A) D^2 \exp(2V^A T^A) \right], \\ \exp(2V^A T^A) = \exp[-i\lambda^a(x_R, \theta) T^a] \exp(2V^A T^A) \times \\ \times \exp[i\lambda^a(x_L, \bar{\theta}) T^a]. \quad (24)$$

Здесь T^A — генераторы калибровочной группы (A — индекс присоединённого представления группы). Трансформ. закон (24) в абелевом пределе сводится к (17), поэтому в $V^A(x, \theta, \bar{\theta})$ можно перейти к калибровке Весса — Зумино (18). В этой калибровке действие (22) переписывается в компонентном следующем образом:

$$I = \frac{1}{g^2} \int d^4x \text{Tr} \left[-\frac{1}{4} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} - i \chi \sigma^\mu D_\mu \bar{\chi} + \frac{1}{2} D^2 \right], \quad (25)$$

где $G_{\mu\nu} \equiv G_{\mu\nu}^A T^A$ — обычная напряжённость поля Янга — Миллса и $(D_\mu \bar{\chi})^2$ — ковариантная производная в присоединённом представлении. Калибровочное $N=1$ суперполе V^A и суперполевая формулировка $N=1$ калибровочной теории могут быть выведены из требования, чтобы понятие киральности (15) сохраняло свой смысл для суперполей, принадлежащих к нетривиальным представлениям калибровочной группы. Тот же фундамент. принцип сохранения киральности (т. е. $N=1$ грасмановой аналитичности) лежит в основе геом. формулировок $N=1$ супергравитации.

Гармоническое суперпространство. Попытки описания суперсимметричных теорий с $N \geq 2$ в $\mathbb{C}^4|4N$ или \mathbb{C}^{4+2N} сталкиваются с сущест. трудностями. Осп. трудность состоит в том, что соответствующие суперполя содержат много лишних супермультиплетов, и для их устранения приходится либо налагать сторонние связи, либо прибегать к сложным калибровочным группам и т. д.

Более того, существуют т. п. «по-до» теоремы — теоремы о невозможности построения формулировок ряда теорий с расширенной суперсимметрией (напр., калибровочных теорий с $N=3, 4$) вне массовой поверхности на основе конечного числа вспомогат. полей [11]. Адекватное геом. описание теорий с расширенной суперсимметрией достигается в рамках гармонии. С. Они получают добавлением к обычным координатам $\{x^\mu, \theta^i, \bar{\theta}^{\dot{i}}\}$ доплит. чётных координат, параметризующих пространство групп автоморфизмов.

Гармоническое $N=2$ суперпространство [12]

$$\mathbb{R}^{4|8} \times S^2 = \{x^\mu, \theta^i, \bar{\theta}^{\dot{i}}, u^{\pm 1}\} \equiv \{z^M, u^{\pm 1}\} \quad (26)$$

включает двумерную сферу S^2 , на к-рой группа автоморфизмов $N=2$ супералгебры $SU(2)$ действует как группа движений и для описания к-рой используются изоспинорные гармоники

$$u^{\pm 1}, u_i^{\pm} = (u^{\pm 1})^{\pm}, u^{\pm 1} u_i^{\pm} \equiv \\ \equiv u^{\pm 1} u^{\pm 1} \delta_{ij} = 1, u^{\pm 1} u_i^{\pm} = u^{\pm 1} u_i^{\pm} = 0$$

($\pm \equiv U(1)$ -заряды). Они определены с точностью до произ-

вольной фазы $U(1)$ и, т. о., содержат два независимых параметра, характерных для двумерной сферы. В С. (26) имеется нетривиальное подпространство — аналитическое гармоническое суперпространство

$$\begin{aligned} \{x_a^i &= x^a - i\theta^1 \sigma^a \theta^1 (u_i^1 u_j^1 + u_j^1 u_i^1), \\ 0^{++} &= \theta^a u_i^1, \quad \bar{\theta}^{++} = \bar{\theta}^a u_i^1, \quad u_i^1 \} = \{[C^M, u^1]^1\}, \end{aligned} \quad (27)$$

замкнутое относительно $N=2$ суперсимметрии

$$\begin{aligned} \delta x_a^i &= -2i(\epsilon^1 \sigma^a \theta^1 + \theta^1 \sigma^a \bar{\epsilon}^1) u_i^1, \\ \delta \theta^{++} &= \epsilon^a u_i^1, \quad \delta \bar{\theta}^{++} = \bar{\epsilon}^a u_i^1, \quad \delta u_i^1 = 0. \end{aligned}$$

В С. (27) можно определить операцию сопряжения (отличную от обычного комплексного сопряжения), относительно к-рой (27) вещественно. Соответственно заданные на нём суперполя (аналитич. гармонич. суперполя) могут быть выбраны вещественными.

Аналитич. С. (27) играет фундам. роль в $N=2$ суперсимметрии: все $N=2$ теории (теория материя, Янга—Миллса, супергравитации) формулируются явно инвариантным геом. образом на языке аналитич. $N=2$ суперполя, свободных от сторонних связей [12]. Аналитич. суперполя $\Phi(q)$ характеризуются $U(1)$ -зарядом q (наряду с возможным доревневым индексом) и являются решением условий грасмановой $N=2$ аналитичности:

$$\begin{aligned} D_a^+ \Phi^{(q)}(-M, u) &= \bar{D}_a^+ \Phi^{(q)}(-M, u) \Rightarrow \Phi^{(q)} = \\ &= \varphi^{(q)}(\zeta^M, u), \quad D_a^+ = D_a^+ u_i^1, \quad \bar{D}_a^+ = \bar{D}_a^+ u_i^1. \end{aligned} \quad (28)$$

Они содержат бесконечное число $N=2$ супермультиплетов с одним и тем же суперспином и нарастающими суперспинами, связанными с q -флюй

$$I_n = \left| \frac{q}{2} - 1 \right| + n, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Бесконечное число полей с нарастающими изоспинами в $\varphi^{(q)}$ обусловлено зависимостью $\Phi^{(q)}$ от гармонич. переменных u^i . Разложение по k -рям является гармонич. разложением на сфере S^2 . Физ. поля $N=2$ теорий входят в мультиплеты с низкими суперизоспинами, а бесконечный набор высших супермультиплетов оказывается либо вспомогательными, либо калибровочными степенями свободы.

Бесконечное число вспомогат. полей — принципиально новая черта теорий в гармонич. С. Благодаря этому свойству удалось преодолеть ряд «по-го» теорем и построить формулировку вив массовой поверхности для $N=2$ гипермультиплетов (см. ниже) материя (в плоском и искривлённом С.) и для $N=3$ теории Янга—Миллса (в аналитич. гармонич. $N=3$ С. [13]).

Примеры $N=2$ теорий. Осн. супермультиплет $N=2$ материя — гипермультиплет. Он отвечает значениям суперспина $Y=0$ и суперизоспина $I=1/2$ и на массовой поверхности состоит из $SU(2)$ -дублета скалярных полей $\varphi(x)$ и дираковского изоспилиптого поля фермиона $\psi_a(x)$, $\chi^a(x)$. Вив массовой поверхности гипермультиплет описывается аналитическим $N=2$ суперполем $q^+(z, u)$ [12]:

$$q^+(z, u) = \varphi(x) u_i^1 + \dots + \theta^{1+} \psi_a(x) u^a + \dots + \bar{\theta}^{1+} \chi^a + \dots \quad (29)$$

где точки обозначены поля с высокими изоспинами, возникающие из гармонич. разложений коэффициентов при членах с разными степенями θ . Инвариантное действие свободного гипермультиплета в плоской $N=2$ суперсимметрии даётся интегралом по С. (27):

$$I_q = \int d^4 x d^2 0^+ d^2 \bar{0}^+ du^1 D_A^{++} q^+, \quad (30)$$

где du — мера интегрирования на сфере S^2 , D_A^{++} — сохраняющая аналитичность гармонич. производная,

$$D_A^{++} = u^+ \frac{\partial}{\partial u^+} - 2i(\theta^1 \sigma^a \theta^1) \bar{\partial}_a.$$

Лагранжана плотность в (30) имеет $U(1)$ -заряд $q = +4$,

т. к. мера интегрирования имеет $U(1)$ -заряд $q = -4$. Из действия (30) следует урне движение

$$D_A^{++} q^+ = 0, \quad (31)$$

к-рое приравнивает нулю весь бесконечный набор вспомогат. полей с высшими изоспинами в q^+ , одновременно приводя к правильным урнам движения для физ. полей. Наиб. общее самодействие гипермультиплета получается добавлением к лагранжиану в (30) произвольной ф-ции $V^{++}(q^+, \bar{q}^+, u^1)$ с зарядом $q = +4$. В секторе ф-ц. полей при этом возникает величина сигма-модулс (отвечающая гиперперелорному многообразию [14]).

В $N=2$ калибровочной теории осн. суперполем является вещественная аналитич. гармонич. связность $V^{1+2}(z, u)$:

$$\begin{aligned} V^{1+2} T^A &= \exp(i\lambda^B T^B) V^{1+2} T^A \exp(-i\lambda^B T^B) + \\ &+ i^{-1} \exp(i\lambda^B T^B) D_A^{++} \exp(-i\lambda^B T^B) \\ &(\lambda^B = \lambda^B(z, u)). \end{aligned} \quad (32)$$

через k -ую выражаются все остальные геом. объекты теории. Бесконечный набор «иничных» супермультиплетов с суперизоспинами $I=1, 2, 3, \dots$ в V^{1+2} устраняется калибровочной группой (32), в итоге остаётся лишь калибровочный $N=2$ супермультиплет вив массовой поверхности с $Y=0$, $I=0$, содержащий конечное число полей. В калибровке Весса—Зумино в V^{1+2} остаётся стандартный $N=2$ калибровочный мультиплет ($\varphi(x)$, $A_\mu(x)$, $\psi_\pm^i(x)$, $\bar{\psi}_\pm^i(x)$, $D^{(ij)}(x)$), где $\varphi(x)$ — комплексное скалярное поле, $A_\mu(x)$ — калибровочное поле, ψ_\pm^i , $\bar{\psi}_\pm^i$ — дублет майорановских спиноров, $D^{(ij)}(x)$ — триплет вспомогат. полей (для простоты индекс A опущен). Геом. суперполевая формулировка $N=2$ калибровочной теории может быть последовательно выведена из требования сохранения понятия грасмановой $N=2$ аналитичности (28) для гармонич. суперполей, принадлежащих к нетривиальным представлениям калибровочной группы [12]. Из аналогичного принципа исходит и геом. формулировка $N=2$ супергравитации, в k -рой осн. объектами являются компоненты аналитич. гармонич. репера (см. *Супергравитацию*).

$N=3$ гармоническое суперпространство [13] возникает при добавлении к $\mathbb{R}^{4+1} = \{x^\mu, 0^+, \bar{\theta}^1\}$ ($i, j=1, 2, 3$) 6-мерного внутр. пространства, в k -ром группа автоморфизмов $N=3$ супералгебры $SU(3)$ реализуется как группа движений. $N=3$ теория Янга—Миллса допускает формулировку вив массовой поверхности в аналитич. подпространстве гармонич. $N=3$ С., имеющем 6 нечётных переменных. Соответствующие $N=3$ аналитич. калибровочные суперполя содержат бесконечное число как калибровочных, так и вспомогат. степеней свободы. Последние обстоятельство оказывается решающим для продолжения $N=3$ «по-го» теоремы [11]. Из самого существования явно инвариантной суперполевой формулировки $N=3$ теории Янга—Миллса следует теорема о неперенормированности, k -рая даёт простое доказательство отсутствия УФ-расходимости в $N=3$ калибровочной теории (на массовой поверхности эти теория совпадают с $N=4$ калибровочной теорией, ставшей первым примером теории поля без УФ-расходимости).

Искривлённое суперпространство характеризуется нетривиальными супертензорами кривизны и кривизны и служит естеств. ареной для теорий супергравитации.

Перспективы развития концепции С. связаны в первую очередь с применениями в теориях протоничных объектов типа суперструн, где важную роль должны сыграть более сложные варианты гармонич. С. Есть основания надеяться, что в ближайшие годы будет достигнут также решающий прогресс в построении геом. суперполевых формулировок таких 4-мерных теорий, как $N=4$ теория Янга—Миллса, супергравитации с $N \geq 3$ т. п.

Лит. 1) Волков Д. В., Акулов В. П., О возможном универсальном взаимодействии нейтрино, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 621; 2) Salam, A., Supathidee, J., Super-gauge transformations, «Nucl. Phys.», 1974, в. 76B, р. 477; 3) Березин Ф. А., Введение в алгебру и анализ с антикоммутирующими переменными, М., 1983; 4) Огиевский В. И., Мезинеску Л., Симметрии меж-

ду бозонами и фермионами и суперполя, «УФН», 1975, т. 117, в. 4, с. 637; 5) Весс Ю., Беггер Дж. Суперсимметрия и супергравитация, пер. с англ., М., 1986; 6) Gates S. J., Jr. et al., Supergravity at one thousand and one lessons in supersymmetry, Reading (Mass.), 1983; 7) Sokatchev E., Projection operators and supplementary conditions for superfields with arbitrary spin, «Nucl. Phys.», 1975, v. 99 В, p. 96; 8) Siegel W., Gates S. J., jr., Superprojectors, «Nucl. Phys.», 1981, v. 189 В, p. 295; Rittenberg L., Sokatchev E., Decomposition of extended superfields into irreducible representations of supersymmetry, «Nucl. Phys.», 1981, v. 193 В, p. 477; 9) Гальперин А., Иванюк Е., Огневский В. П., Прасанова — значительность и расширение суперсимметрии, «Письма в ЖЭТФ», 1981, т. 33, с. 176; 10) Zumino B., Supersymmetry and Kähler manifolds, «Phys. Lett.», 1979, v. 87B, p. 203; 11) Siegel W., Roček M., On off-shell supermultiplets, «Phys. Lett.», 1981, v. 105B, p. 275; Rivelles V. O., Taylor J. G., Off-shell no-go theorems for higher dimensional supersymmetries and supergravities, «Phys. Lett.», 1983, v. 121B, p. 37; 12) Galperin A. [a. o.], Unconstrained $N=2$ matter, Yang—Mills and supergravity theories in harmonic superspace, «Class. Quant. Grav.», 1984, v. 1, p. 469; 13) Galperin A. [a. o.], Unconstrained off-shell $N=3$ supersymmetric Yang—Mills theory, «Class. Quant. Grav.», 1985, v. 2, p. 155; 14) Alvarez-Gaume L., Freedman D. Z., Geometrical structure and ultraviolet finiteness in the supersymmetric σ -model, «Commun. Math. Phys.», 1981, v. 80, p. 443.

Е. А. Иванюк, В. И. Огневский

СУПЕРРЕШЕТКА — см. Сверхрешетка.

СУПЕРСИММЕТРИЯ — симметрия физ. системы, объединяющая состояния, подчиняющиеся разным статистикам — статистике Бозе — Эйнштейна (бозоны) и статистике Ферми — Дирака (фермионы). Принципиальные основы С. сформулированы в нач. 1970-х гг. в работах [1, 2, 3]. В последующие годы происходило бурное развитие разл. физ. теорий, основанных на С. Применение методов С. относится гл. обр. к квантовой теории поля (КТП), включая теорию квантованного гравитацион. поля (см. *Супергравитация*) и теорию струн (см. *Суперструны*). Помимо КТП рассматривалось применение методов С. к неэрмитической квантовой механике, а также к некоторым др. разделам теоретич. физики. Прямым эксперим. подтверждением существования С. в природе было бы открытие т. н. суперпартнёров известных элементарных частиц (см. ниже). Такого подтверждения пока (1996) не получено.

Подобно др. типам симметрий, рассматриваемым в физике, С. формулируется в терминах нек-рой группы преобразований, действующих на состояния системы. В данном случае преобразования должны переводить фермионные состояния в бозонные и наоборот. Это придает С. своеобразные черты, не свойственные др. типам физ. симметрий, поскольку фермионные состояния отличаются от бозонных характером перестановочной симметрии (см. *Перестановочные соотношения*). Набл. ясно это различие выявляется при *вторичном квантовании*, когда для построения полного набора состояний используются операторы рождения фермионов и бозонов. Отличие фермионов от бозонов проявляется в том, что операторы рождения бозонов коммутируют друг с другом, а также с операторами рождения фермионов, тогда как операторы рождения фермионов друг с другом антикоммутируют, т. е. при перестановке двух операторов их произведение меняет знак. Это формальное различие свойств операторов рождения влечёт за собой чрезвычайно глубокое различие в физ. свойствах систем, состоящих из бозонов, и систем, состоящих из фермионов.

Все известные физ. симметрии, кроме С., переводят фермионы в фермионы, а бозоны в бозоны, т. е. преобразования, описывающие эти симметрии, сохраняют характер перестановочной симметрии состояний. Преобразования С. меняют характер перестановочной симметрии — переводят коммутирующие величины в антикоммутирующие и наоборот. Для построения таких преобразований аппарат классич. групп Ли оказался недостаточным. Задача решается введением в теорию нового объекта — супергруппы, представляющей собой обобщение группы Ли.

Вторым важным моментом, определившим структуру С., является связь спина и статистики (см. *Паули теорема*). Отсюда следует, что спиновые характеристики состояний существ. образом включаются в структуру суперсимметричных теорий. Тем самым С. связывается с основ-

ными пространственно-временными симметриями физ. теорий.

Адекватным матем. аппаратом суперсимметричных теорий являются алгебра и анализ с коммутирующими и антикоммутирующими переменными. Этот раздел математики получил назв. суперматематики. Отсюда же возник термин «С». Следует подчеркнуть, что приставка «супер» имеет чисто терминологич. характер и не несёт спец. смысловой нагрузки.

Супералгебра. Вместо группы Ли, описывающей симметрию физ. системы, в большинстве случаев достаточно рассмотреть более простой объект — соответствующую *Ли алгебру*, описывающую бесконечно малые преобразования симметрии. Элементы алгебры являются линейными комбинациями базисных элементов — генераторов. Обычно число генераторов конечно. Генераторы алгебры Ли образуют набор осн. физ. величин для системы, обладающей опредл. симметрией.

В случае С. бесконечно малые преобразования образуют супералгебру Ли. Прежде чем дать определение супералгебры, необходимо ввести нек-рые общие матем. понятия, характерные для суперматематики. Осн. роль играет понятие чётности. Не давая общего аксиоматич. определения этого понятия, всведём его в той форме, к-рая наилучшим образом приспособлена для построения адекватного языка в теории С. Рассмотрим ассоциативную алгебру A , порождённую образующими $a_1, a_2, \dots, a_n, n=p+q$. Первые p образующих a_1, \dots, a_p , по определению, являются чётными элементами алгебры, остальные q образующих a_{p+1}, \dots, a_{p+q} — нечётными. Т. о., первоначально чётность определяется только для образующих алгебры. На элементы общего вида чётность переносится с помощью след. правил. Умножение элемента алгебры на число не меняет чётности. Сумма двух чётных элементов является чётным элементом алгебры, а сумма двух нечётных элементов — нечётным. Произведение двух чётных элементов, а также произведение двух нечётных элементов является чётным, а произведение чётного и нечётного элементов — нечётным элементом алгебры. С помощью этих правил в алгебре A определяется класс чётных и класс нечётных элементов. Любой элемент алгебры A может быть единств. образом представлен в виде суммы чётного и нечётного элементов. Алгебра A в к-рой определено понятие чётности, наз. градуированной алгеброй (точнее, Z_2 -градуированной).

Определим теперь понятие супералгебры Ли. Осн. операцией является коммутатор $[x, y]$, соответствующий образом обобщённый на случай градуированной алгебры. Коммутатор $[x, y]$ определяется след. образом. Если элементы алгебры x и y имеют опредл. чётность, то в случае, когда хотя бы один из элементов x, y чётный, коммутатор $[x, y] = xy - yx$. Если же оба элемента x и y нечётные, то коммутатор $[x, y] = xy + yx$. Для элементов общего вида, равных сумме чётного и нечётного элементов, коммутатор $[x, y]$ определяется из условия билинейности. Определённый так обобщённый коммутатор объединяет понятия коммутатора и антикоммутатора в обычном смысле.

Рассмотренная конструкция устанавливает связь супералгебры с градуированной алгеброй A , к-рая является обобщением связи обычной алгебры Ли с ассоциативной алгеброй. Обобщённые коммутаторы удовлетворяют опредл. тождествам. Все необходимые соотношения легко выводятся с помощью осн. определений.

Практически важный класс супералгебр образуют супералгебры с конечным числом образующих B_1, \dots, B_N . Обычно образующие B_k наз. генераторами. Заметим, что система генераторов B_k отнюдь не совпадает с системой образующих a_i ассоциативной алгебры A . В силу билинейности коммутатора достаточно определить значения коммутаторов для генераторов с помощью соотношений типа

$$[B_i, B_j] = C_{ij} B_m \quad (1)$$

В этом случае супералгебра определена заданием структурных констант C_{ij} .

Алгебра супертрансляций. Супералгеброй, лежащей в основе физ. суперсимметричных теорий, является т. н. алгебра супертрансляций, она порождается конечным числом чётных и нечётных генераторов. Нечётные генераторы, действуя на состояния системы, переводят бозоны в фермионы и наоборот. Убедиться в этом можно след. образом. Операторы рождения бозонов и фермионов можно рассматривать как систему образующих некр-рой (бесконечномерной) градуированной алгебры. При этом бозонные операторы считаются чётными элементами алгебры, а фермионные — нечётными. Установив чётность одночастичных состояний, можно определить чётность любых состояний. Справедливо общее утверждение: чётные состояния подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна, нечётные — статистике Ферми—Дирака. Отсюда легко вывести утверждение относительно нечётных генераторов алгебры супертрансляций.

Из условия релятивистской инвариантности теории следует, что генераторы супертрансляций должны преобразовываться по некр-рому представлению группы Лоренца. Учитывая связь спина и статистики, получаем дальнейшее уточнение этого требования: нечётные генераторы преобразуются по представлениям с полужелым спином, чётные — по представлениям с целым спином. Простейшее допущение, согласующееся с этим требованием, состоит в том, что нечётные генераторы являются *спинорами*. Это допущение и лежит в основе построения алгебры супертрансляций.

Спиноры — это величины, преобразующиеся по фундам. представлениям группы комплексных матриц второго порядка с детерминантом, равным единице. Эта группа обозначается символом $SL(2, C)$. Существует два фундам. представления группы $SL(2, C)$, к-рые комплексно сопряжены друг другу. Соответственно спиноры обычно обозначаются символами типа Q_α и \bar{Q}_2 . Индексы α и $\dot{\alpha}$ принимают два значения.

Более детальное рассмотрение приводит к тому, что для построения негравитационной алгебры супертрансляций чётные генераторы должны образовывать 4-вектор P_μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$). Т. о., наиб. простая алгебра супертрансляций

$$\tilde{r} = \{P_\mu, Q_\alpha, \bar{Q}_2\} \quad (2)$$

порождается четырьмя чётными генераторами P_μ и четырьмя нечётными генераторами Q_α, \bar{Q}_2 . Перестановочные соотношения типа (1) между генераторами всегда могут быть приведены к форме

$$[Q_\alpha, Q_2]_+ = 2\sigma_{\mu\nu}^{\alpha\beta} P_\mu. \quad (3)$$

Все остальные коммутаторы обращаются в нуль. Индекс «+» в левой части соотношения (3) означает антикоммутатор. Это соответствует рассмотренным выше правилам построения операции коммутирования в супералгебре. $\sigma^{\mu\nu}$ — матрицы второго порядка: $\sigma^0 = I$, σ^i , $i = 1, 2, 3$ — спиновые *Паули матрицы*, I — единичная матрица.

Важнейшее физ. предположение относительно супералгебры (2) состоит в том, что чётные генераторы P_μ являются 4-вектором энергии-импульса системы. Операторы энергии и импульса — это генераторы трансляций времени и пространства. Алгебра супертрансляций (2) представляет собой расширение алгебры трансляций путём введения четырёх новых генераторов «спиновых трансляций» Q_α и \bar{Q}_2 . Генераторы обычных трансляций связаны с генераторами спиновых трансляций негравитационными соотношениями (3). Перестановочные соотношения между операторами моментов — генераторами преобразований Лоренца — и генераторами алгебры супертрансляций (2) однозначно определяются ковариантными свойствами этих генераторов.

Условие С. теории сводится к тому, чтобы алгебра супертрансляций была представлена линейными операторами в пространстве состояний. Для этого достаточно, чтобы операторы, соответствующие генераторам (2), удовлетворяли перестановочным соотношениям (3). Из этих соотношений видно, что для суперсимметричных теорий операторы энергии и импульса выражаются в виде произведе-

ний спиновых операторов. В частности, для гамильтониана системы получаются выражения:

$$H = \frac{1}{4} \left([Q_1, \bar{Q}_2]_+ + [Q_2, \bar{Q}_1]_+ \right). \quad (4)$$

из к-рого следует, что энергия суперсимметричной системы не может принимать отрицат. значений.

Алгебра супертрансляций (2) — самая простая среди семейства аналогичных супералгебр. Члены этого семейства характеризуются целым числом N , обозначающим кол-во спиновых генераторов. Более сложные супералгебры T_N описываются единым образом:

$$T_N = \{P_\mu, Z_{AB}, Z_{\dot{A}\dot{B}}, Q_{\alpha A}, \bar{Q}_{\dot{\alpha} B}, A, B = 1, \dots, N\}. \quad (5)$$

Индекс A относится к внутр. пространству (см. *Внутренняя симметрия*). Перестановочные соотношения имеют вид (выписываются только отличные от нуля коммутаторы)

$$\begin{aligned} [Q_{\alpha A}, \bar{Q}_{\dot{\alpha} B}]_+ &= 2\delta_{AB} \sigma_{\mu\nu}^{\alpha\beta} P_\mu, \\ [Q_{\alpha A}, Q_{\beta B}]_+ &= \epsilon_{\alpha\beta} Z_{AB}, \\ [Q_{\alpha A}, \bar{Q}_{\dot{\alpha} B}]_+ &= \epsilon_{\alpha\dot{\alpha}} Z_{\dot{A}\dot{B}} \end{aligned} \quad (6)$$

(δ_{AB} — символ Кронекера, ϵ — антисимметричная матрица второго порядка). Генераторы Z наз. центральными и, за редким исх., они коммутируют со всеми элементами супералгебры. Спиновые генераторы $Q_{\alpha A}$ и $\bar{Q}_{\dot{\alpha} B}$ преобразуются по комплексно-сопряженным представлениям группы внутр. симметрии. Исходя из достаточно общих требований, можно показать, что семейство супералгебр (5) исчерпывает все возможные алгебры супертрансляций. О супералгебре (2), соответствующей $N=1$, говорят как о $N=1$ суперсимметрии (или просто С. Случай $N>1$ отвечает расширенной суперсимметрии).

Супермультиплеты частиц. Неприводимые представления алгебры супертрансляций (2) объединяют неск. неприводимых представлений группы Пуанкаре с одной и той же массой и разл. значениями спина. Пропуск всего это проиллюстрировать для одночастичных состояний. В этом случае получаются *супермультиплеты* частиц. Если масса частиц не равна нулю, структура супермультиплета определяется числом j , принимающим целые и полужелые значения. При данном j супермультиплет имеет спиновый состав $(j-1/2, j, j, j+1/2)$, т. е. он содержит две частицы спина j , частицу спина $j-1/2$ и частицу спина $j+1/2$. В случае нулевой массы супермультиплеты объединяют частицы, имеющие сиральность $\lambda, \lambda+1/2$. Число λ принимает целые и полужелые значения. В отличие от спина j , принимающего неотрицат. значения, λ может принимать значения любого знака. Супермультиплеты $(\lambda, \lambda+1/2)$ и $(-\lambda, -\lambda-1/2)$ переходят друг в друга при *пространственной инверсии*. В каждом супермультиплете число бозонных состояний равно числу фермионных состояний, с этим связано сокращение *расходимостей* в суперсимметричных теориях. Как известно, в квантовой теории поля некр-рые физ. величины оказываются бесконечными за счёт расходящихся интегралов. В суперсимметричных теориях многие из этих величин оказываются конечными, несмотря на расходимости, связанные с бозонами, компенсируются соответствующими расходимостями, связанными с фермионами.

Для расширенной С. супермультиплеты имеют более сложное строение. Они объединяют частицы с разными спинами и разными значениями внутр. квантовых чисел.

Частицы (состояния), принадлежащие одному супермультиплету, наз. суперпартнёрами. Как отмечалось, существование суперпартнёров — одно из наиб. важных качественных предсказаний С. В суперсимметричных обобщениях основных теоретико-полевых моделей фигурируют суперпартнёры известных частиц. Для них установились спец. названия. Ужестким наиб. распространённые из них. В *квантовой электродинамике* скалярный суперпартнёр электрона наз. *селектрон*, а спиновый суперпартнёр фотона — *фотино*. Электрон и селектрон образуют супермультиплет, соответствующий $j=0$, фотон и фотино —

супермультиплет, соответствующий $\lambda = 1, 2$. В *квантовой хромодинамике* суперпартнёр кварка получил назв. *сквар*, а суперпартнёр глюона — *глюино*. В теории *электрослабого взаимодействия* суперпартнёры W - и Z -бозонов наз. *вино* и *зино*. В супергравитации суперпартнёр гравитона, имеющий спин $3/2$, назван *гравитино*.

В случае точной S (ненарушенной) массы суперпартнёров должны быть одинаковыми. Однако на опыте бозоны и фермионы с равными массами не обнаружены. Отсюда следует, что S , адекватная законам природы, должна быть нарушенной.

Разработаны разл. методы построения теорий с нарушенной симметрией. Некоторые из этих методов применимы также и к суперсимметричным теориям. На их основе делаются попытки построения реалистич. суперсимметричных моделей. Разл. модели дают разные предсказания для значений массы суперпартнёров.

Грассмановы числа. В построении аппарата суперсимметричных теорий фундам. роль играют грассмановы числа — элементы *Грассмана алгебры*. Алгебра Грассмана — одна из простейших градуированных ассоциативных алгебр с единицей. Её образуют a_1, \dots, a_n по определению, $a_i^2 = 0$ и подчинены соотношениям антикоммутативности $a_i a_j + a_j a_i = 0$. В силу этих определений все нечётные элементы алгебры Грассмана между собой антикоммутируют, а все чётные элементы коммутируют как между собой, так и с нечётными элементами.

Грассмановы числа позволяют установить связь между супералгеброй и нек-рой группой и тем самым перейти от бесконечно малых преобразований к конечным преобразованиям S . В случае алгебр Ли элемент соответствующей группы образуется с помощью экспонент. ф-лы. Аналогичным образом и для супергруппы можно построить экспонент. выражения

$$\exp \sum b_i B_i. \quad (7)$$

Здесь B_i — генераторы супералгебры, а b_i — параметры группы. Однако если в качестве параметров взять обычные числа, то величины (7) группы не образуют. Для того, чтобы они образовали группу, нужно в качестве параметров взять грассмановы числа. При этом должно выполняться правило: множители при чётных генераторах — чётные элементы, а при нечётных — нечётные. Группы, построенные таким способом, обычно наз. супергруппами.

В простых вариантах суперсимметричных теорий используются грассмановы числа с четырьмя образующими для k -рых вводятся спец. обозначения, θ_a, θ_b . Индексы a и b принимают два значения. Такие обозначения приспосаблиены к тому, что образующие θ_a и θ_b являются двухкомпонентными вейлевскими спинорами, преобразующимися по комплексно-сопряжённым представлениям группы $SL(2, C)$. Для грассмановых чисел построена цел. только соответствующая алгебра, но и аппарат анализа. Осн. отношения сюда результаты изложены Ф. А. Березиным в [4], ему принадлежит ведущая роль в разработке этого раздела математики.

Осн. операции алгебры и анализа для грассмановых чисел с образующими θ_a и θ_b определяются след. образом. Поднятие и опускание индексов производится с помощью антисимметричной матрицы ε :

$$\theta^a = \varepsilon^{ab} \theta_b, \quad \theta_a = \varepsilon_{ab} \theta^b, \quad (8)$$

$$\varepsilon^{ab} \varepsilon_{cb} = \delta^a_c.$$

(Такие же ф-лы справедливы для величин с пунктирными индексами.) По двум одинаковым, верхнему и нижнему, индексам производится суммирование. Величины типа $\theta^a \theta^a$ и $\theta_a \theta_a$ являются лоренцовыми скалярами. Дифференцирование по образующим производится посредством дифференц. операторов

$$\partial_a \equiv \partial/\partial \theta^a, \quad \bar{\partial}_a \equiv \partial/\partial \bar{\theta}^a. \quad (9)$$

Поскольку грассмановы числа представляют собой суммы произведений образующих θ , операции дифференцирова-

ния (9) могут быть применены к любому грассманову числу. Т.к. эти операции нечётные, при перестановке оператора дифференцирования (9) с любым нечётным элементом алгебры Грассмана необходимо изменить знак. Интегрирование определено с помощью ф-л

$$\int d\theta = 0, \quad \int \theta d\theta = 1. \quad (10)$$

Здесь θ — любая из образующих алгебры Грассмана. Повторное применение правила (10) позволяет вычислить интеграл от любого грассманова числа. Для определённых чл. операций дифференцирования и интегрирования по антикоммутирующим переменным справедлива (с очевидными изъяснениями) обычные правила дифференциального и интегрального исчисления. В частности, ф-ла

$$\int d\theta^a \bar{\partial}_a \Psi = 0 \quad (11)$$

справедлива для любого грассманова числа Ψ . Соответствие (11) непосредственно следует из правил интегрирования.

Суперполя. Осн. конструктивным элементом при построении суперсимметричных теорий являются суперполя, представляющие собой элементы алгебры Грассмана с образующими θ , коэффициентами при k -рых служат физ. поля (см. также *Суперродственные*). Каждое суперполе объединяет неск. физ. полей с целыми и полуцелыми спинами. Благодаря суперполям удалось придать суперсимметричным теориям простую форму. Те же теории, выраженные через компонентные поля, выглядят значительно сложнее.

Суперполя наиб. простого вида — это скалярные киральные суперполя. Они характеризуются тем, что содержат либо только произведение образующих θ , либо только образующих θ . Соответственно существуют два типа киральных суперполей — левое и правое

$$\Phi_L = A(x) + \theta \Phi(x) + \theta \theta F(x), \quad (12)$$

$$\Phi_R = B(x) + \bar{\theta} \bar{\phi}(x) + \bar{\theta} \bar{\theta} G(x),$$

где $A(x)$, $F(x)$ и $\Phi(x)$ — компонентные поля левого суперполя $\Phi_L(x)$ (x — точка пространства-времени). Поля A и F — скалярные, двухкомпонентный спинор Φ — левое киральное поле. Аналогичными свойствами обладают компонентные поля правого кирального суперполя $\Phi_R(x)$, содержащего правое киральное поле $\bar{\phi}(x)$. Оба суперполя являются лоренцовыми скалярами. При пространственной инверсии левое киральное суперполе переходит в правое и наоборот. Весьма важно след. соотношение: скалярные поля $A(x)$ и $F(x)$ (и вообще поля целого спина) коммутируют друг с другом и со всеми остальными полями, тогда как спинорные поля $\Phi(x)$ (поля полуцелого спина) являются нечётными элементами алгебры Грассмана, а $\bar{\Phi}$ — чётными. Благодаря этому суперполя (12) коммутируют друг с другом.

Киральные суперполя (12) хорошо иллюстрируют принцип построения суперполей. Примером суперполя общего типа, содержащего все образующие θ , является векторное суперполе

$$V(x) = a(x) + \theta \phi(x) + \bar{\theta} \bar{\phi}(x) + \theta \sigma^{\mu\nu} \theta_{\mu\nu} v(x) + \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} c(x) + \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} \psi(x) + \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} d(x). \quad (13)$$

Его компонентные поля: четыре скалярных поля a, b, \bar{b}, \bar{a} и четыре спинорных ф. $\phi, \Psi, \bar{\psi}$ и одно векторное v . С анализом векторной компоненты и связано название суперполя (13). Помимо рассмотренных скалярных суперполей существуют суперполя с разл. лоренцовыми индексами, а также с индексами, относящимися к внутр. симметриям.

В теориях S удобно пользоваться спец. представлением алгебры супергруппы (2), в k -ром генератора Y выражены через операторы, действующие на суперполя. Оператор 4-импульса выражается через оператор дифференцирования по координатам: $P_{\mu} = -i \partial_{\mu}$, а спинорные генераторы берутся в виде

$$Q_a = \bar{\epsilon}_a + i \sigma_{ab}^{\mu\nu} \theta^{\mu} \bar{\partial}^{\nu}, \quad (14)$$

$$\bar{Q}_{\dot{a}} = \bar{\epsilon}_{\dot{a}} - i \bar{\theta}^{\mu} \sigma_{\mu\dot{a}}^{\nu} \partial_{\nu}.$$

Здесь $\hat{\psi}_+$ и $\hat{\psi}_-$ — антикоммутирующие дифференциальные операторы (9). Генераторы (14) удовлетворяют перестановочным соотношениям (3), а операторы применимы к супервекторам общего вида (13). Можно построить аналогичные представления и для киральных суперполей. Все эти представления эквивалентны, и преобразование от одного представления к другому производится при помощи оператора

$$e^{\frac{1}{2}\chi} X = i0\theta^2 \hat{\sigma}_3 \chi. \quad (15)$$

Суперсимметричное действие. Суперполя обладают важным свойством: произведение суперполей динного типа является суперполем того же типа. Это означает, что закон преобразования произведения суперполей при супертрансляциях тот же, что и закон преобразования множителей. При перемножении суперполей разных типов нужно согласовывать их законы преобразования, что достигается введением разл. степеней оператора (15).

Это замечание даёт общий метод построения суперсимметричных теорий. Проще всего поступить с на простейшем примере самодействия киральных суперполей. В этом случае действие (в несколько схематич. форме) равно

$$S = \int d^4x \int [d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi_{\alpha\beta} \epsilon^{23} \Phi_{\beta\alpha} + \\ + d^2\theta (m\Phi_{\alpha\beta}^2 + g\Phi_{\alpha\beta}^3) + \int d^2\bar{\theta} (m\bar{\Phi}_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}^2 + g\bar{\Phi}_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}^3)]. \quad (16)$$

Здесь m — масса частиц супермультиплетов, g — безразмерная константа связи. Суперполя $\Phi_{\alpha\beta}$ и $\bar{\Phi}_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$ вводятся в выражение (16), применено сопряжение, в результате чего величина действия S оказывается вещественной. Условие эрмитовости сопряжённости суперполей $\Phi_{\alpha\beta}$ и $\bar{\Phi}_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$ накладывает связи на компоненты поля в выражении (12). Независимыми остаются два комплексных скалярных поля $f(x)$ и $F(x)$ и майорановский спинор $\Psi(x)$, составленный из двух сопряжённых двухкомпонентных спинорных полей $\psi(x)$ и $\bar{\psi}(x)$. Через эти поля выражается действие S после интегрирования по антикоммутирующим переменным. В получившемся выражении поле $F(x)$ имеет безпримесных. Исключая это поле при помощи уравн. движения, можно придать действию S стандартный вид теории двух взаимодействующих полей — комплексного скалярного поля $f(x)$ и спинорного поля $\Psi(x)$. Оба эти поля имеют одинаковые массы. Взаимодействие представляется в виде суммы членов третьего и четвёртого порядков относительно полей. Константы взаимодействия выражаются через константы g . Состав полей, входящих в эту теорию, соответствует супермультиплету при $j=0$. На этом примере можно проследить характерные черты суперсимметричных теорий поля. Все такие теории представляют собой взаимодействие, определяя набора физ. полей, приёмом синтеза этих полей поднятия правил построения супермультиплетов, а взаимодействие имеет спец. вид.

Удивительн в том, что действие S , заданное в форме (16), суперсимметрично, т.е. инвариантно относительно бесконечно малых преобразований супертрансляций (14), можно след. образом. В силу симметрии произведений суперполей отл. степеней θ в подынтегральном выражении можно рассмотреть как (всестепенные) суперполя. Поэтому бесконечно малые супертрансляции, применяемые к отл. множителям, переносятся на всё подынтегральное выражение. При этом члены, содержащие антикоммутирующие производные $\hat{\psi}_+$, обращаются в нуль в силу соотношений типа (11), и действие операторов \hat{Q}_α сводится к пространственно-временной дивергенции, исчезающей при интегрировании по координатам.

Указанный метод построения суперсимметричных теорий может быть обобщен на более сложные случаи. Физически для любой системы взаимодействующих полей могут быть построены соответствующие суперполя. В частности, рассмотрены суперсимметричные теории Янга — Миллса. В таких теориях роль векторного калибровочного поля играет векторное суперполе (13). С помощью суперсимметричных теорий ин. мультиплетного типа изучаются суперобобщения теорий джордано-деброгги-ван-дер-Ваальса, а также теорий *векторно-взаимодействия*. В последнем

случае S по-прежнему (по крайней мере, в принципе) подыти к ренормировке (центральной для великого объединения проблемы т.в. перенос). Важную роль в этих теориях играют роль симметрии нарушения S . С физ. точки зрения, такие теории интересны тем, что в них возможны большие коллоиды, не рассматриваемые ранее процессор, связанных с наличием суперпартнёров. Широкий класс теорий, содержащих частицы со спином 2 (гравитоны) и их суперпартнёров со спином 3/2 (гравитино), составляют содержание супергравитации.

Некоторые следствия суперсимметрии. Ряд качественных следствий S был указан выше. Это в первую очередь появление супермультиплетов, т.е. семейств частиц, содержащих частицы как целого, так и полуцелого спина и взаимодействующих во всех процессах на «аритетных» началах (с точностью до возможного нарушения S). В случае расширенной S в супермультиплетных имеет место корреляция между спинами частиц и параметрами, описывающими внутр. симметрию.

Однако существует также ряд др. «теоретических» эффектов, вытекающих из S . Эти эффекты в наиб. отчетливой форме проявляются в методе суперполей и основаны на нем диаграммной технике. В методе суперполевой эффекты, связанные с суперпартнёрами, собираются по-иному. При этом вклады суперпартнёров иногда компенсируют друг друга. В результате происходит сокращение *упрощение ветвей раскладок*, характерных для несуперсимметричных теорий. Отметим некие важные случаи такого сокращения. В суперсимметричных теориях энергии вакуума равна нулю. Это связано с тождественным обращением в нуль всех вакуумных петель. Обращаются в нуль также «голдстоуновы» — вклады диаграмм с одним внешним концом. Сокращаются квадратичные расходимости в массовых членах бозонов. Т.о., в суперсимметричных теориях не редки, поправки к массам частиц могут расхожиться только логарифмически.

Более детальное рассмотрение показало, что некие суперсимметричные теории поля оказываются конечными, — в них вообще отсутствуют УФ-расходимости. Построены целый класс таких теорий.

Суперсимметричная квантовая механика. Алгебра супертрансляций и основанная на ней S отражают специфику релятивистской квантовой теории. К этой области относятся спец. масса работ и важнейшие результаты, связанные с S . Однако и в неких др. областях науки методы S также нашли плодотворное применение. Помимо алгебры супертрансляций (2), существует ряд др. супералгебр, на основе к-рых можно развивать суперсимметричные теории. Рассмотрим кратко простейшую из таких супералгебр

$$\hat{S} = \{H, Q, Q^\dagger\}, \quad (17)$$

к-рая порождена одним четным генератором H и двумя нечетными генераторами Q, Q^\dagger . Генераторы связаны перестановочным соотношением

$$[Q, Q^\dagger] = H. \quad (18)$$

Все остальные коммутаторы равны нулю.

На базе супералгебры (17) строятся разл. варианты суперсимметричной квантовой механики. Общая схема построения такова. Пространство *векторов состояний* системы разбивается в прямую сумму пространства бозонных и фермионных состояний. Удобно записывать вектор состояния в двухкомпонентной форме

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

где верхняя компонента представляет собой фермионное состояние, а нижняя — бозонное. Следует подчеркнуть, что разделение состояний на бозонные и фермионные носит условный характер и не связано с присутствием реальных бозонов и фермионов, более того, нет к-л. регулярного места на определении различия (19). Явный вид этого различия связан с конкретной задачей. Генераторы Q, Q^\dagger действующие на векторы (19), заданы в матричной форме:

$$Q = \begin{pmatrix} 0 & B \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, Q^* = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ B^* & 0 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Здесь B — оператор, действующий на «бозонные» переменные, B^* — сопряжённый оператор. Генератор H отождествляется с гамильтонианом системы, определяемым с помощью соотношения (18):

$$H = \frac{1}{2} [B, V^*] + \frac{1}{2} [B, V] - \sigma_3, \quad (21)$$

где σ_3 — матрица Паули, действующая на вектор (19).

Конкретная суперсимметричная квантовомеханика задается сводится к определению вида оператора B . Для одномерной системы оператор B удобно принять в форме

$$B = \frac{1}{\sqrt{2}} (ip + W(x)), \quad (22)$$

где $W(x)$ — произвольная функция координаты x , а $p = -i\partial/\partial x$ — оператор импульса. Гамильтониан принимает обычный вид:

$$H = \frac{1}{2} (p^2 + W^2(x) + W'(x)\sigma_3). \quad (23)$$

Этот гамильтониан соответствует суперсимметричной квантовой механике Виттена (E. Witten, 1981); его спектр обладает характерными особенностями. Все уровни с энергией $E > 0$ двукратно вырождены. Осн. состояние не определено только в том случае, если его энергия равна нулю. Опираясь на эти два свойства, в отд. случаях удастся полностью определить дискретный спектр гамильтониана (23).

Для нек-рых конкретных задач S рассмотренного типа является реальной физ. симметрией. Наиб. важный случай — электрон в магн. поле. В этой задаче S возникает из след. типов магн. полей: «двумерное поле», т. е. поле, направленное по оси z и произвольным образом зависящее от координат x и y ; $B_x = B_y = 0$, $B_z = B_z(x, y)$; трёхмерное поле с определ. чётностью: $\mathbf{B}(-x) = \pm \mathbf{B}(x)$. В этих двух случаях можно определить генераторы Q с нужными свойствами, причём в каждом случае построение проводится по-разному. Так, в первом случае компоненты вектора (19) характеризуются значениями проекции спина на ось z , а во втором случае — чётностью волновой функции. Из этого примера виден условный характер введения бозонных и фермионных степеней свободы.

Интересный пример S обнаруживается в задаче о движении системы под действием случайной силы. Эта задача из теории случайных процессов оказывается формально аналогичной суперсимметричной квантовой механике.

Для более подробного ознакомления с разл. аспектами см. [5—10].

Лит.: 1) Гольдфанд Ю. А., Лихтман Е. П., Расширение алгебры операторов группы Пуанкаре и нарушение P-инвариантности, «Письма в ЖЭТФ», 1971, т. 13, в. 8, с. 452; 2) Волков Д. В., Акулов В. П., О возможном универсальном взаимодействии нейтрино, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, в. 11, с. 621; 3) Wess J., Zumino B., A Lagrangian model invariant under supergauge transformations, «Phys. Lett.», 1974, v. 49B, p. 52; 4) Березин Ф. А., Введение в алгебру и анализ с антикоммутирующими переменными, М., 1983; 5) Огневский В. И., Мезиническу Л. I., Симметрия между бозонами и фермионами и суперполе, «ФМН», 1975, т. 17, в. 4, с. 637; 6) Гейдештейн Л. Э., Кривас И. В., Суперсимметрия в квантовой механике, «ФМН», 1985, т. 146, в. 4, с. 553; 7) Висоцкий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителя нового поколения?, там же, с. 591; 8) Арефьева И. Я., Волович И. В., Суперсимметрия: теория Калюши — Клейна, аномалии, суперфизика, там же, с. 655; 9) Вавштян А. И., Захаров В. И., Шифман М. А., Инстантоны против суперсимметрии, там же, с. 683; 7) Весс Ю., Беггер Дж., Суперсимметрия и супергравитация, пер. с англ., М., 1986; 8) Ахметов А. И., Пестельманский С. В., Поля и фундаментальные взаимодействия, К., 1986; 9) Уэллс П., Введение в супергеометрию и супергравитацию, пер. с англ., М., 1989; 10) Суперсимметрия, калибровочные поля и квантование, сб. статей, под ред. В. Я. Файнберга, М., 1993. Ю. А. Гольфанд.

СУПЕРСТРУНЫ — релятивистские суперсимметричные протяжённые объекты S . Являются обобщением понятия бозонной релятивистской струны (см. *Струна релятивистская*) с включением фермионных степеней свободы. В зависимости от вида граничных условий для фермионов различают струны Рамона (P. Ramond, 1971) и Неве — Шварца (A. Neveu, J. Schwarz, 1971). При этом суперсимметрия может быть реализована двояким образом: как двумерная суперсимметрия на мировой поверхности, замкнутой струной при своём движении в пространстве-времени, либо как пространственно-временная суперсимметрия. Последний случай отвечает струне Грина — Шварца (M. Green, J. Schwarz, 1982).

При квантовании S представляет собой бесконечную последовательность нормальных мод — последовательности массивных состояний в квантовой теории поля. Расширение масс Dm^2 пропорционально натяжению струны T . В теории S . $T \sim (10^{19} \text{ ГэВ})^2$ [в системе единиц $\hbar = c = 1$]. Спектр масс начинается с нуля и, в отличие от теории бозонной струны, не содержит тахиона (т. е. состояния с мнимой массой). Последовательное квантование в плоском пространстве-времени оказывается возможным только в критич. размерности. Для бозонной струны $D_{\text{кр}} = 26$, для фермионной — $D_{\text{кр}} = 10$.

Струны бывают открытыми и замкнутыми. Открытые струны в качестве низших безмассовых состояний содержат частицы спина 1 — кванты Янга — Миллса поля, замкнутые — частицы спина 2 — гравитоны, а в случае S содержат и их суперпартнёры спина $3/2$ — гравитино. На этом пути в теории S возникает локальная квантовая теория поля, объединяющая гравитацию и поля Янга — Миллса — нересонансы всех взаимодействий (Дж. Шерк (J. Scherk) и Дж. Шварц, 1974).

На расстояниях, много больших планковской длины ($\sim 10^{-33}$ см), или при энергиях, много меньших планковской массы ($\sim 10^{19}$ ГэВ), массивные состояния отщепляются и возникает эфф. локальная теория поля (супергравитация) и суперсимметричная янг-милловская теория с фиксированными параметрами и составом частиц. При этом наблюдаемые частицы (кварки, лептоны, калибровочные векторные бозоны и т. д.) должны быть среди безмассовых возбуждений ($m \ll 10^{19}$ ГэВ).

Различают след. теории S .

Тип 1, к-рому относятся разомкнутые неориентированные струны с $N = 1$ суперсимметрией. При этом, описании с концами струны ассоциируются матрицы фундамент. представления калибровочной группы, причём согласованная квантовая теория неориентированных струн допускает только классич. группы $SO(n)$ и $Sp(n)$. Как оказывается, требование сокращения аномалий в рахидометрии оставляет только группу $SO(32)$. Взаимодействия, открытые струны образуют замкнутые конфигурации — синглеты калибровочной группы. В пределе малых энергий S типа 1 ирредукт к ($D = 10$) суперсимметричной теории Янга — Миллса и $N = 1$ супергравитации.

Тип 2, к-рому относятся замкнутые ориентированные струны с $N = 2$ суперсимметрией. Здесь нет группы внутренних симметрий. В пределе низких энергий получается ($D = 10$) $N = 2$ теория супергравитации.

Гетерозная (гетеротическая) струна (биол. термин «гетерозис» означает явление усиления ложлив. связи гибрида по сравнению с исходными образцами) — замкнутая ориентированная струна, к-рая является гибридом 26-мерной бозонной струны и 10-мерной фермионной струны типа II. Это связано с тем, что в замкнутой струне левые и правые моды существуют независимо. В гетерозной струне они входят несимметричным образом: правые моды соответствуют 10-мерной фермионной струне, а левые — 26-мерной бозонной струне, причём лишние 16 измерений компактифицированы на 16-мерный тор. При этом возникает калибровочная группа, решётка корисей к-рой идентифицируется с решёткой дискретных импульсов, сопряжённых с внутр. измерениями. Возникающая группа имеет ранг 16 и размерность 496. Такими группами

являются группа $SO(32)$ и $E_8 \times E_8$ [Д. Гросс (D. Gross) и др., 1985].

Существование также версии гетерозисной струны, где компактификация происходит непосредственно из 26 в 4 измерения для левых мод и из 10 в 4 для правых [К. Нарайн (K. Narain), 1986]. Калибровочная группа при этом имеет ранг 22. Других ограничений на калибровочную группу в этом случае не возникает. Поэтому таких теорий существует огромное множество. Полной их классификации не существует.

Взаимодействие струн носит локальный характер, несмотря на то, что сами они являются протяжёнными объектами. В первично-квантованной формулировке теории взаимодействие струн описывается квантовыми флуктуациями мировой поверхности струны, причём свободная струна соответствует поверхности без особенностей, а взаимодействующая — тонколистная нетривиальная поверхность, содержащая «дырки» (А. М. Поляков, 1981) [см. рис. 1, 2]. Во вторично-квантованном формализме

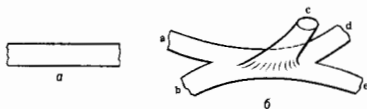


Рис. 1. а — Схематическое изображение свободной открытой струны; б — взаимодействие открытых струн с образованием замкнутой струны. Открытые струны а и б, соединяясь своими концами, образуют одну открытую струну, которая порождает замкнутую струну с открытые струны d и e.

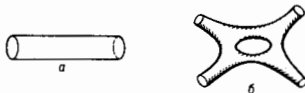


Рис. 2. а — Схематическое изображение свободной замкнутой струны; б — взаимодействие замкнутых струн с образованием «дырки».

для описания струн используются функционалы на мировой поверхности. При этом лагранжиан свободной струны квадратичен по этим функционалам, а взаимодействия струн описываются локальными кубическими по функционалам членами. Для открытых струн возможны также вершины четвёртого порядка. Вершины высших порядков отсутствуют [Э. Виттен (E. Witten) и др., 1986].

Взаимодействуя, струны могут рассеиваться, рождают новые струны, а также испускать точечные частицы. В эффективной локальной теории этому соответствуют всевозможные взаимодействия локальных полей.

Теория С. свободна от квантовых калибровочных и гравитационных аномалий и конечна в однопетлевом приближении. Это требование в случае С. тина I выделяет калибровочную группу $SO(32)$, а также удовлетворяет и в теории гетерозисной струны для групп $SO(32)$ и $E_8 \times E_8$. Т. о., в этом подходе калибровочная группа фиксируется условием самосогласованности квантовой теории (Грин и Шварц, 1984).

Переход к наблюдаемой размерности пространства-времени ($D=4$) в теории С. достигается путём компактификации «лишних» пространственных измерений на расстояниях порядка планковской длины. Установлено, что эффективная локальная теория содержит дополнительные, т. н. чжальс-Саймонсовские члены [Ш. Чжэн (S. Chen), Дж. Саймонс (J. Simons)], к-рые совместно с высшими производными в у-ряных движениях приводят к спонтанной компактификации дополнит. измерений. При этом происходит сужение калибровочной группы до группы симметрии низкоразмерной теории. Феноменологич. следствия теории С. во многом зависят от механизма компактификации.

Развитие суперструнной картины показало, что эта теория является плодотворным обобщением локальных теорий поля. На таком пути, возможно, удастся построить самосогласованную квантовую теорию всех фундаментальных взаимодействий. Однако теория С. далека от завершения. Так, напр., открытие явления дуальности между теориями С. привело к нониниманию того, что перечисленные типы теорий С. являются разл. предельными формулировками одной теории.

Лит.: Барбашов Б. М., Нестеренко В. В., Суперструны — новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий, «УФН», 1986, т. 150, в. 4, с. 489; Казаков Д. И., Суперструны, или За пределами стандартных представлений, там же, с. 561; Грин М., Теория суперструн в реальном мире, там же, с. 577; Энтони С., Суперструны: всеобъемлющая теория?, там же, с. 579; Грин М., Шварц Д. Ж., Виттен Э., Теория суперструн, пер. с англ., т. 1—2, М., 1990. Д. И. Казаков.

СУРЬМА (Stibium), Sb—хим. элемент V группы периодич. системы элементов, ат. номер 51, ат. масса 121,75. Природная С.—смесь ^{121}Sb (57,3%) и ^{123}Sb (42,7%). Известна с древности. Конфигурация внем. электронных оболочек $5s^2p^3$. Энергии последовательной ионизации равны 8,64, 16,5, 25,3, 44,1 и 60 эВ соответственно. Радиус атома С. 0,161 нм, иона Sb^{3+} 0,208 нм, иона Sb^{5+} 0,090 нм, иона Sb^{5+} 0,062 нм. Значение электроотрицательности 1,82. Работа выхода электронов $4,08$ эВ.

Существует неск. кристаллич. и аморфных модификаций С. В обычных условиях устойчива модификация, обладающая ромбоэдрич. решёткой с параметрами $a=0,45064$ нм и углом $\alpha=57,1^\circ$. При высоком давлении обнаружены кубическая и гексагональная модификации С. Известны 3 аморфные модификации: жёлтая, чёрная и взрывчатая С. Устойчивая при обычных условиях кристаллич. модификация—серебристо-белые с синеватым оттенком звездчатобразные кристаллы, её плотность 6,690 кг/дм 3 (при 20 °С), $t_{\text{пл}}=630,5^\circ\text{C}$ (при плавлении плотность С. уменьшается лишь на 1,4%—до 6,550 кг/дм 3), $t_{\text{зам}}=1634^\circ\text{C}$. Темп-ра Дебая 204 К. Теплоёмкость $c_p=25,2$ Дж/(моль · К), теплота плавления 20 кДж/моль, теплота испарения 124 кДж/моль. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 2,6—2,7 К. С.—диамагнетик, магн. восприимчивость $-0,81 \cdot 10^{-9}$ м (при 20 °С). Уд. электрич. сопротивление 0,39 мкОм · м (при 0 °С), термич. коэф. электрич. сопротивления $5,1 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$, теплопроводность 18,84 Вт/(м · К). Термич. коэф. линейного расширения кристаллич. модификации С. $9,2 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ при 0 °С, $10,3 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ при 600 °С. Тв. по Бринеллю техп. С. 320—580 МПа. Модуль сдвига 20 ГПа, модуль нормальной упругости 56 ГПа (20 °С).

В хим. соединениях С. проявляет степени окисления +3, +5 и —3, обладает как металлич., так и неметаллич. свойствами. На воздухе при обычных темп-рах кристаллич. С. не окисляется. При нагревании реагирует со мн. веществами.

С. применяется как компонент разл. сплавов (гарт, баббиты, т. и. твёрдый свинец для аккумуляторных пластин и т. д.). Сплавы с нек-рыми металлами (In, Ga, Al, Cd и др.) являются полупроводниками. Антимонид индия InSb характеризуется наивысшей среди всех известных полупроводниковых материалов подвижностью носителей заряда. Искусств. радионуклид ^{124}Sb ($T_{1/2}=60,20$ сут, β^- -распад) сопровождается испусканием высокоэнергетич. γ -квантов и используют как источник γ -излучения в дефектоскопии и в нейтронных источниках. С. С. Бертонов.

СУТКИ—внесистемная ед. времени, соответствующая периоду обращения Земли вокруг своей оси относительно выбранной точки на небе. Различают: звёздные С.—промежутки времени между двумя последоват. верх. кульминациями точки весеннего равноденствия (23 ч 56 м 4,09053 с); истинные солнечные С.—промежутки времени между двумя последоват. ниж. кульминациями центра Солнца, продолжительность меняется в течение года—займой они длиннее, чем летом; средние солнечные С., равные ср. продолжительности истинных солнечных С. за год (24 ч).

СФЕРИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ — одна из геом. aberrаций оптических систем, зависящая от положения точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка. С. а. наблюдается даже для точки-объекта, находящейся на гл. оптич. оси системы. С. а. особенно велики в светосильных системах (с большим относительным отверстием), где приходится учитывать и aberrации высших порядков. Подробнее см. *Аберрации оптических систем*.

СФЕРИЧЕСКАЯ ВОЛНА — волна, радиально расходящаяся от нек-рой точки (источника) или сходящаяся к ней (к стoku) и имеющая сферич. волновые фронты (поверхности равных фаз). Простейшим примером является сферически симметричная скалярная волна вида

$$u = f(r \mp ct)/r, \quad (1)$$

расходящаяся от центр. точки $r=0$ (знак «-») или сходящаяся к ней (знак «+») со скоростью c . Такая волна удовлетворяет волновому уравнению и описывает многие физ. процессы в линейных средах без дисперсии и без потерь. Суперпозиция сходящейся и расходящейся волн (в частности, стоячая С. в.) также является решением волнового ур-ния.

Ф-ция f в общем случае произвольна; важный частный случай — гармоническая С. в.: $f = A \exp(i(\omega t \mp kr))$; в такой волне A/r — амплитуда, а $\omega t \mp kr = \Phi$ — фаза (ω — круговая частота, k — волновое число).

Если величина $u(r, t)$ описывает физ. поле (напр., возмущение давления в звуковой волне, скалярный потенциал в эл.-магн. волне и др.), то плотность потока энергии поля, уносимой от источника или приносимой к нему, пропорц. $|u(r, t)|^2$, и, следовательно, общий поток энергии через сферу любого радиуса r , пропорц. $4\pi r^2 |u|^2$, сохраняется неизменным. Это является следствием закона сохранения энергии.

При наличии поглощения в среде энергия С. в. убывает в направлении её распространения. Для гармонич. С. в. поглощение может быть учтено заменой k на $k' \mp k''$, где k'' — мнимая часть волнового числа. Это означает, что амплитуда волны затухает по экспоненте:

$$u = \frac{Ae^{\mp k'' r}}{r} e^{i(\omega t \mp k' r)}. \quad (2)$$

Существуют и несимметричные С. в., амплитуды к-рых зависят от полярной θ и азимутальной φ угл. координат, но фазовые фронты по-прежнему остаются сферическими:

$$u(r, \theta, \varphi, t) = U(r, t) \cdot D(\theta, \varphi), \quad (3)$$

где $U(r, t)$ отвечает симметричной С. в., напр. в форме (1) или (2), а $D(\theta, \varphi)$ описывает угл. зависимость поля (эту ф-цию можно представить в виде суперпозиции т. н. сферич. гармоник). В однородных изотропных средах волновое поле на больших расстояниях от центра почти всегда имеет вид (3). Подбором D можно концентрировать поле около заданных направлений, поэтому ф-ция $D(\theta, \varphi)$ наз. диаграммой направленности излучения источника (см. *Антенны*).

Лит. см. при ст. *Волны*. М. А. Миллер, Л. А. Островский.

СФЕРИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ (сферические гармоники) — спец. функции, возникающие, напр., при отыскании ограниченных решений ур-ния Лапласа $\Delta u = 0$ в сферич. координатах (r, θ, φ) методом разделения переменных. Введены в кон. 18 в. А. Лежандром и П. Лапласом. Полагая $u = u(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi)$, после разделения переменных для $Y(\theta, \varphi)$ получаем ур-ние

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + \lambda Y = 0, \quad (*)$$

$$\lambda = l(l+1), \quad l = 0, 1, \dots$$

частные решения k -рого — С. ф. — имеют вид

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi} \Theta_{lm}(\cos \theta), \quad -l \leq m \leq l, \quad m = 0, \pm 1, \dots$$

$\Theta_{l, -m}(x) = (-1)^m \Theta_{lm}(x)$, $Y_{l, -m}^*(\theta, \varphi) = (-1)^m Y_{lm}(\theta, \varphi)$, звездочка означает комплексное сопряжение. Ф-ция $\Theta_{lm}(x)$ ($x = \cos \theta$) может быть выражена через полиномы Якоби $P_l^{(\alpha, \beta)}(x)$, присоединённые ф-ции Лежандра $P_l^m(x)$ и полиномы Лежандра $P_l(x)$ (см. *Ортогональные полиномы*):

$$\Theta_{lm}(x) = C_{lm} (1-x^2)^{m/2} P_l^{(m, m)}(x), \quad C_{lm} = \frac{1}{2^l l!} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{2^{l+1}}{2} \frac{(l-m)! (l+m)!}{(l+m)!}} \frac{d^m P_l(x)}{dx^m},$$

$$P_l^m(x) = (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m P_l(x)}{dx^m}$$

[в искр-вых работах по квантовой механике в коэф. C_{lm} вводят доп. множитель $(-1)^{m/2}$].

Общий вид решения ур-ния (*)

$$Y(\theta, \varphi) = Y_l(\theta, \varphi) = \sum_{m=-l}^l C_m Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

(C_m — постоянные).

С. ф. образуют полину

$$\sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}(\theta', \varphi') Y_{lm}(\theta, \varphi) = \delta(\varphi - \varphi') \delta(\cos \theta - \cos \theta')$$

ортогономорфную

$$\int Y_{lm}(\theta, \varphi) Y_{l'm'}^*(\theta, \varphi) d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}, \quad d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi,$$

систему на сфере единичного радиуса (δ — дельта-функция, $\delta_{mm'}$ — Кронекера символ). Эта система играет ту же роль в разложении ф-ций на сфере, что и тригонометрия. Ф-ции на окружности. Для ф-ций $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ построены конечно-разностные ортогональные аналоги на дискретном множестве точек сферы.

Рекуррентное соотношение и ф-лы дифференцирования для С. ф. имеют вид

$$\cos \theta Y_{lm}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{(l+1)^2 - m^2}{4(l^2 - 1)}} Y_{l+1, m}(\theta, \varphi) +$$

$$+ \sqrt{\frac{l^2 - m^2}{4l^2 - 1}} Y_{l-1, m}(\theta, \varphi),$$

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} Y_{lm}(\theta, \varphi) = im Y_{lm}(\theta, \varphi),$$

$$e^{\pm i\varphi} \left(\mp \frac{\partial Y_{lm}}{\partial \theta} + m \cot \theta Y_{lm} \right) = \sqrt{l(l+1) - m(m \pm 1)} Y_{l, m \pm 1}$$

[при $m = \pm(l+1)$ следует полагать $Y_{lm}(\theta, \varphi) = 0$].

Теорема сложения для С. ф. выражает полином Лежандра $P_l(\cos \omega)$ [ω — угол между векторами r_1 и r_2 , направления к-рых характеризуются углами θ_1, φ_1 и θ_2, φ_2]:

$$\cos \omega = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]$$

через произведения С. ф.:

$$P_l(\cos \omega) = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}(\theta_1, \varphi_1) Y_{lm}(\theta_2, \varphi_2).$$

С помощью этой теоремы можно записать разложение потенциала (в точке r_1) единичного заряда (расположенного в точке r_2) в виде

$$\frac{1}{|r_1 - r_2|} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{r_1^l}{r_2^{l+1}} P_l(\cos \omega) =$$

$$= 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \left[\frac{r_1^l}{2l+1} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}(\theta_1, \varphi_1) Y_{lm}^*(\theta_2, \varphi_2) \right],$$

$$r_1 < \min(r_1, r_2), \quad r_2 = \max(r_1, r_2).$$

При вращении системы координат, определяемом углами Эйлера α, β, γ , С. ф. преобразуются след. образом:

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \sum_{m'=-l}^l D_{m'm}^l(\alpha, \beta, \gamma) Y_{lm}(0, \varphi)$$

(θ, φ — углы 0, φ в новой системе координат). Коэф. $D_{m'm}^l(\alpha, \beta, \gamma)$ наз. обобщенными С. ф. или *Вигнера функциями*. Они связаны со С. ф. соотношениями

$$D_{m0}^l(\alpha, \beta, \gamma) = \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_{lm}(\beta, \alpha),$$

$$D_{0m}^l(\alpha, \beta, \gamma) = (-1)^m \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_{lm}(\beta, \gamma),$$

$$D_{l0}^l(\alpha, \beta, \gamma) = P_l(\cos \beta).$$

Лит.: Гобсон Е. В., Теория сферических и эллипсоидальных функций, пер. с англ., М., 1952; Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1974; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Справочник по специальным функциям, пер. с англ., М., 1979.

ЦИПЛАРДА—ЧЭЛМЕРСА ЭФФЕКТ—изменение хим. состояния атомов в результате предвзвешенных ядерных реакций (без изменения ат. номера Z) — гл. обр. *радиационного захвата* нейтронов (n, γ), а также реакций ($n, 2n$), (n, p), (γ, p). Обычно энергии отдачи ядра в таких реакциях вполне достаточны для разрыва хим. связи атомов в молекуле (~ 3 эВ). Освободившиеся атомы остаются свободными либо вступают в хим. соединения др. типа. Если в ядерных реакциях образуются радиоакт. ядра (чаще всего β -активные), то, используя С. Ч. э., можно химически отделить эти радиоакт. ядра от остальной массы облучаемого вещества и сконцентрировать наведенную активность в малом объеме (до 10^6 раз). С. Ч. э. позволяет измерять слабые потоки нейтронов в водной среде (определение акт. активности *нейтронных источников*).

С. Ч. э. обнаружен Л. Сцилардом (Л. Szilard, L. Szilard) и Т. А. Чалмерсом (Т. А. Chalmers) в 1934 при облучении мелкими нейтронами иодистого этила.

Под С. Ч. э. иногда понимают изменение хим. состояния атома, вызываемое радиоакт. отдачей в любом ядерном процессе и даже тогда, когда энергия отдачи ядра недостаточна для разрыва хим. связи. В таких случаях [β -распад, изомерные переходы (см. *Изомерия ядерная*), *конверсия внутренних γ -лучей* и др.] связь разрывается в результате «встряски» электронной оболочки атома из-за внезапного изменения заряда ядра.

Лит.: Бродя Э., Современное состояние радиохимии, пер. с англ., М., 1952, с. 100; Чоплин Г., Райберт Я., Ядерная химия. Основы теории и приложения, пер. с англ., М., 1984; Harbottle G., Maddock A. G., Chemical effects of nuclear transformations in inorganic systems, Amst.—N. Y.—Oxf., 1979, p. 145.

А. В. Стрелков.

ЦИПТИЛЛЯТОРЫ—люминофоры, в к-рых под действием ионизирующих излучений возникают световые вспышки—*циптитлляции*. С. могут служить ми. *кристаллофосфоры* (напр., ZnS, NaI), органич. кристаллы (ацетрацен, стилбен), растворы пластмасс, инертные газы. С. обычно применяют в *циптитлляционных детекторах* заряд. частиц.

ЦИПТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР—детектор частиц, действие к-рого основано на регистрации световых вспышек в видимой или УФ-области, возникающих при прохождении заряд. частиц через сциптитлятор. Доля энергии, конвертируемая в световую вспышку δ_{ϕ} от полной энергии (δ_{α}), потерянной частицей в сциптитляторе, наз. конверсионной эффективностью η . Она является осн. параметром С. д. Иногда вместо конверсионной эффективности используют уд. световой выход (световой выход)—число образованных частицей фотонов на единицу потерянной энергии $C_{\phi}/\hbar\omega$, или ср. энергию, расходуемую на образование одного фотона, $w_{\phi} = \hbar\omega/C_{\phi}$.

Здесь $\hbar\omega$ —ср. энергия фотонов световой вспышки ($\hbar\omega \approx 3$ эВ).

Для наиб. эфф. сциптитляторов значение C_{ϕ} достигает 0,1—0,3. Конверсионная эффективность зависит от типа регистрируемой частицы и от её уд. потерь энергии. Для данного сциптитлятора C_{ϕ} может зависеть от темп-ры T , наличия примесей и соотношения разл. компонент в сциптитляторе.

С. д. обладает спектроскопич. свойствами, т. е. интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей в широкой области энергии. Только в области малых энергий, где резко возрастает уд. потеря энергии, световыход падает и пропорциональность нарушается.

Механизмы преобразования энергии частицы в световую вспышку различны для разных сциптитляторов. В большинстве случаев они могут быть сведены к след. (упрощенной) схеме: 1) ионизация и возбуждение атомов и молекул, образование радикалов; 2) нерелее энергии возбуждения к центрам свечения (радиационный, резонансный, экситонный, электронно-дырочный); 3) возбуждение и высвобождение центров свечения. Нейтральные частицы регистрируются благодаря передаче энергии заряженным: γ -кванты — по электронам и позитронам (см. *Гамма-излучение*), нейтроны — по протонам отдачи (при упругом рассеянии) или по заряд. частицам, возникающим в ядерных реакциях нейтронов с веществом сциптитлятора.

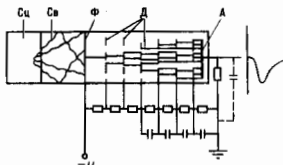


Рис. 1. Схема сциптитляционного детектора: Сц—сциптитлятор, Св—светопровод, Ф—фотокатод, Д—диноды, А—анод.

Осн. элементы С. д. (рис. 1)—сциптитлятор и соединенный с ним оптически фоторегистратор, преобразующий энергию световой вспышки в электрич. импульс. В качестве фоторегистратора обычно используют *фотоэлектронный умножитель* (ФЭУ). Световые фотоны, попадаая на фотокатод ФЭУ, выбивают из него электроны, к-рые фокусируются на 1-й динод, размножаются динодной системой в результате процесса *вторичной электронной эмиссии* и окончательно собираются на аноде ФЭУ, создавая в его цепи электрич. импульс.

Спектрометрич. и амплитудные характеристики С. д. определяются числом электронов, попавших на 1-й динод ФЭУ, к-рое можно рассчитать по ф-ле $N_1 = \delta_{\phi} ab \gamma / w_{\phi}$. Здесь a —доля фотонов, попадающих на фотокатод, γ —квантовый выход фотокатода (для лучших мультিশелочных катодов $\gamma = 0,15-0,2$), $b \approx 0,5-0,8$ —доля электронов, собранных на 1-й динод. Макс. амплитуда импульса напряжения на сопротивлении в анодной цепи ФЭУ: $U_{\max} = N_1 M e / C$, где M —коэф. усиления ФЭУ, C —емкость анода; M может достигать значения $\sim 10^6$, что позволяет регистрировать события, в результате к-рых на 1-й динод приходит всего 1 электрон. Иногда между сциптитлятором и ФЭУ устанавливается световод (для улучшения равномерности светового сбора, выноса ФЭУ из области эл.-магн. поля и др.).

Помимо ФЭУ в качестве фоторегистратора могут использоваться вакуумный (в интегральном режиме) или полупроводниковый *фотоземельцы*. В первых экпериментах при регистрации α -частиц с помощью ZnS световые вспышки регистрировались непосредственно глазом.

Для оптимальной регистрации световой вспышки её спектр и спектральная чувствительность фотокатода долж-

ны быть близки, а сцинтиллятор должен быть прозрачен для излучения. Прозрачность сцинтиллятора характеризуется расстоянием, на k -ром интенсивность его светового излучения уменьшается в результате поглощения в e раз. Для увеличения числа фотонов, падающих на фотокатод ФЭУ, и улучшения равномерности светосбора по объёму сцинтиллятора поверхность последнего покрывают отражателем (MgO , TiO_2 , тефлон) или используют полное внутр. отражение от полиров. граней кристалла.

Интенсивность световой вспышки в зависимости от времени меняется по закону $I = I_0 \exp(-t/\tau)$, где t — время, за k -рос интенсивность уменьшается в e раз, называемое временем высвечения сцинтиллятора; τ определяет временные характеристики С. д. Время высвечения определяется процессами преобразования энергии частицы в световую вспышку, и часто из-за неск. процессов возникает неск. компонент с разл. τ . Соотношение интенсивностей разл. компонент высвечения отличается для лёгких (электронов) и тяжёлых (протонов, α -частиц и т. д.) частиц, особенно для органич. сцинтилляторов (см. ниже), что приводит к разл. форме импульса для этих частиц. Это позволяет при регистрации по форме импульса разделять частицы разной природы при одинаковой амплитуде импульса.

Зависимость световыхода от типа регистрируемых частиц характеризуют отношением α/β — отношением световыхода α -частицы и электрона при одинаковых энергиях. Отношение α/β различно для разных типов сцинтилляторов и зависит от энергии частиц.

С. д. применяются как в виде самостоят. детекторов, так и в качестве составных компонентов *комбинированных систем детекторов* при исследовании разл. процессов с энергиями \geq неск. КэВ.

Неорганические сцинтилляторы — монокристаллы с добавкой активатора. Они обладают высокими эффективностью Z , плотностью ρ и достаточно большой длительностью высвечения τ (табл. 1).

Табл. 1. — Характеристика неорганических сцинтилляторов

Кристалл	ρ , г/см ³	Максимум в спектре люминесценции, нм	τ , нс	C_k
NaI (Tl)	3,67	410	250	0,06
CsI (Tl)	4,51	560	700	0,02
KI (Tl)	3,13	410	1000	0,012
LiI (Eu)	4,06	440	1200	0,04
CaF ₂	3,18	250	200	0,009
ZnS (Ag)	4,09	450	10 ⁴	0,1—0,2

Наиб. световыходом обладают кристаллы ZnS(Ag), но они существуют только в виде мелкокристаллич. порошка (кристаллы больших размеров получить не удаётся), прозрачность k -рых для советв. излучения мала. Одним из лучших неорганич. сцинтилляторов является NaI(Tl). Он имеет наибольший после ZnS(Ag) световыход и прозрачен для советв. излучения. Монокристаллы NaI(Tl) могут быть выращены больших размеров (до 500 мм); их недостаток — гигроскопичность, требующая герметизации. Сцинтиллятор CsI(Tl) имеет световыход ниже, но не гигроскопичен. Помимо этих универсально используемых неорганич. сцинтилляторов существует ряд других, применение k -рых диктуется условиями эксперимента — присутствием определ. элементов, большим или, наоборот, малым сечением захвата тепловых нейтронов (см. *Нейтронные детекторы*) и др. Перспективные сцинтилляторы на основе BaF₂ и Bi₄Ge₃O₁₂ (гигроскопичны, могут быть выращены размерами до неск. десятков см), неактивированные кристаллы галлоидов шестичных металлов при $T \approx -200^\circ C$. Напр., кристаллы NaI имеют тот же световыход, что и NaI(Tl) при $T = 300 K$, но и на порядок меньше.

Механизм высвечения неорганич. сцинтилляторов иллюстрирует зональная диаграмма ионных кристаллов (рис. 2). Внутри запрещённой энергетич. зоны (см. *Зональная теория*)



Рис. 2. Зональная диаграмма ионного кристалла.

могут быть дискретные уровни энергии ионов активатора (напр., Tl для NaI), а также других неизбежных примесей и дефектов кристаллич. решётки. При прохождении заряж. частицы электроны могут получать энергию, достаточную для перехода из валентной зоны в экзитонную зону и зону проводимости. Обратные переходы электронов в зону валентности с промежуточным захватом на дискретных

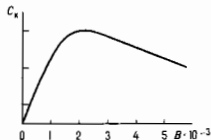


Рис. 3. Зависимость световыхода C_k кристалла NaI от концентрации Tl.

уровнях запрещённой зоны приводит к искусственно оптич. фотонам. Поскольку их энергия $h\nu$ меньше ширины запрещённой зоны E_g , а плотность дискретных уровней мала, кристалл оказывается для них прозрачным. Световыход зависит от концентрации активатора V (рис. 3). Уменьшение световыхода при больших концентрациях связано с ростом вероятности поглощения фотонов на активаторных уровнях. Время высвечения τ с ростом концентрации активатора до $3 \cdot 10^{-3}$ уменьшается от 0,35 до 0,22 мкс.

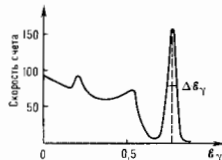


Рис. 4. Спектр импульсов от NaI(Tl) для $E_\gamma = 661$ КэВ.

Большая плотность ρ и высокий атомный номер Z обуславливают осл. применение С. д. на основе неорганич. сцинтилляторов для регистрации и спектроскопии γ -излучения (рис. 4). Спектр монохроматич. γ -излучения состоит из т. п. пика полного поглощения (полное поглощение γ -кванта) и комптоновского распределения (см. *Комптонов эффект*), соотношение k -рых зависит от размера кристалла. Энергетич. разрешение пика полного поглощения $\Delta E_\gamma / E_\gamma$ складывается из флуктуации числа электронов, собранных на 1-й диод ФЭУ, дисперсии ФЭУ и т. н. советв. разрешения кристалла. Последнее определяется помимо неравномерности процесса светосбора флуктуациями числа и энергии комптоновских и δ -электронов при образовании пика полного поглощения, зависит от размера кристалла и составляет величину \approx неск. %. Полное разрешение световой вспышки и «потерянной» энергии при регистрации электронов и γ -квантов от ¹³⁷Cs ($E_\gamma = 661$ КэВ) длялучших кристаллов порядка 7%. С изменением регистрируемой энергии E_γ разрешение меняется по закону $(\Delta E_\gamma / E_\gamma)^2 = e/E_\gamma$. Пропорциональность между интенсивностью световой вспышки и «потерянной» энергией при регистрации электронов и γ -квантов в NaI(Tl) имеет место при $E_\gamma > 100$ КэВ. При меньших энергиях световыход сложным образом зависит от уд. потер энергии.

Органические сцинтилляторы. К ним относятся органич. кристаллы, жидкие и твёрдые растворы сцинтиллирующих

вещств в органич. растворителях и полимерах, а также органич. газы (см. *Органические проводники*).

Табл. 2.—Характеристика органических сцинтилляторов

Сцинтилляторы	ρ , г/см ³	Максимум в спектре люминесценции, нм	τ , нс	C_k
Кристаллические:				
Антрацен (C ₁₄ H ₁₀)	1,25	445	30	1(4%)
Стильбен (C ₁₄ H ₁₂)	1,16	410	6	0,7
Нафталин (C ₁₀ H ₈)	1,15	345	70	0,2
Жидкие:				
Ксадол с добавкой <i>p</i> -терфенила (5 г/л) и РОРОР (0,1 г/л)	0,86	350	2	0,5
Тоуол с добавкой <i>p</i> -терфенила (4 г/л) и РОРОР (0,1 г/л)	0,86	430	2,7	0,6
Уайт-спирит с добавкой РРО (2 г/л) и РОРОР (0,03 г/л) с продувкой АГ	0,78	425	5	0,6
Пластические:				
Полистирол с добавкой <i>p</i> -терфенла (0,9%) и α -NPO (0,05%)	1,06	400	2,2	0,4
Поливинилтоуол с добавкой <i>p</i> -терфенла (3,4%) и РОРОР (0,1%)	1,1	430	3	0,5

В органич. сцинтилляторах высвечивание фотонов связано с электронными переходами возбужденных молекул. Органич. сцинтилляторы характеризуются малой эффективностью $Z \sim 6$, сравнительно небольшой плотностью ρ и малой длительностью высвечивания τ (табл. 2). Последнее делает их удобными для временных измерений. Наиб. светового потока достигается на антрацене, значение k -рога при сравнении с др. органич. сцинтилляторами часто принимается за 1.

На основе пластик и жидких сцинтилляторов создаются С. д. больших поверхностей и объема и требуемой формы. Как правило, они состоят из 2—3 компонент: прозрачной пластмассы (полистирол, поливинилтоуол, метилметакрилат) или органич. растворителей (наиб. светового уд. у ксалола и тоуола) и сцинтиллирующей добавки или активатора (*p*-терфенил, 2,5-дифенилксазол, тетрафенилбуаден, стильбен, нафталин, бифенил) с концентрацией 1—10 г/л; иногда добавляют т. н. смеситель спектра (5-фенил-2, оксазолил бензол—РОРОР) с коэффциентом 0,01—0,5 г/л для согласования спектра световой вспышки со спектральной чувствительностью фотокатода.

Активатор и растворитель подбирают так, чтобы 1-й возбужденный уровень растворителя был выше 1-го уровня активатора. Тогда возможна передача энергии возбуждения от молекул растворителя к молекулам активатора. При увеличении концентрации активатора светового уд. сначала возрастает, затем, пройдя через максимум, начинает уменьшаться, что связано с увеличением вероятности самопоглощения света молекулами активатора. В жидкие и пластич. сцинтилляторы можно добавлять (неск. %) др. вещества, напр. исследуемые радиоакт. изотопы или при регистрации тепловых нейтронов Li, B, Gd, Cd.

Световых уд. органич. сцинтилляторов различен для легких и тяжелых частиц при энергиях $E \leq 10$ МэВ, $\alpha/\beta \geq 0,1$. Сцинтилляционный импульс в органич. сцинтилляторах обычно содержит 2 компонента: быструю ($\tau \sim 10^{-6}$ с)

и медленную ($\tau \sim 10^{-7} - 10^{-5}$ с). Относит. интенсивности компонент зависят от природы частиц, что приводит к различию в форме импульса для тяжелых и легких частиц (рис. 5). На этом различии основан метод регистрации быстрых нейтронов по протонам отдачи на фоне потока γ -квантов.

Зависимость световых уд. от уд. потерь энергии описывается Ф-лой Биркса:

$$C_k = A \frac{dE}{dx} \left(1 + B \frac{dE}{dx} \right),$$

где A и B —постоянные.

Калибровка С. д. на основе органич. сцинтилляторов осуществляется в области малых энергий с помощью источников *конверсионных электронов* и γ -источников, а в области высоких энергий—с помощью разл. процессов, связанных с релятивистскими частицами (распад остановившихся мюонов, прохождение релятивистскими частицами оргнел. линейного расстояния и др.).

Высокая прозрачность жидких сцинтилляторов позволяет создавать на их основе С. д. с размерами в неск. метров и массой вплоть до неск. сотен тонн, напр. в экспериментах по регистрации нейтрино. В этом случае часто используется сцинтиллятор на основе уайт-спирита (очищенный кросин). Его прозрачность $\lambda = 20$ м. На основе уайт-спирита созданы крупнейшие подземные С. д. для комплексного изучения космич. лучей и нейтринной астрофизики: баксанский сцинтилляционный телескоп (330 г), 105-тонный подземный С. д., расположенный в подземном помещении вблизи г. Артёмовск; российско-итальянский С. д. в туннеле под Монбланом (90 г).

Газовые сцинтилляторы—инертные газы и их смеси в газозобразном, жидком и твердом состоянии. Центрами свечения являются возбужденные молекулы. Инертные газы характеризуются короткими временами выгорания ($\tau \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ с) и высоким световым уд. так свеч. выход Хе того же порядка, что и у NaI(Tl). Оси. доля излучения инертных газов лежит в области вакуумного ультрафиолета ($\lambda \sim 200$ нм), поэтому регистрация таких фотонов требует ФЭУ с кварцевым входным окном либо нанесения на входное окно смесителя спектра (дифенилстильбен или кватерфенил). Оси. применение газовых С. д.—регистрация α -частиц и осколков деления (см. *Деление ядер*).

Другие типы С. д. Сущест. влияние на световых уд. сцинтиллятора оказывает электр. пол. При приложении достаточно сильного поля возникает при ирождении заряд. частицы электроны могут ироносить энергию, достаточную для возбуждения и ионизации атомов, что в конечном итоге приводит к увеличению числа фотонов в световой вспышке. Этот принцип лежит в основе сцинтилляционного пропорционального счѣтчика. Его преимущество—высокое энергетич. разрешение в области малых энергий.

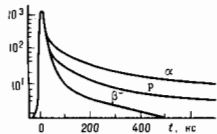
При использовании *электронно-оптического преобразователя* возможно получение фотографии трека частицы в сцинтилляторе (люминоэсцентная камера). Распространены сцинтилляционные камеры, в к-рых в сочетании с электронно-оптич. преобразователем используется система сцинтилляционных волокон в двух взаимно перпендикулярных направлениях (см. *Сцинтилляционный детектор на волокнах*).

Лит.: Сцинтилляционный метод в радиометрии, М., 1961; Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальных методов ядерной физики, 3 изд., М., 1985; Давидевский В. К., Методы детектирования излучений, М., 1987.

И. Р. Барбаюнов

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР НА ВОЛОКНАХ (СДВ)—разновидность *сцинтилляционного детектора*, особенностью к-рого является регулярная система параллельно расположенных волокон из сцинтиллятора. Часть света от заряд. частицы захватывается волоком за сѣт. подиого внутр. отражения на границе и распространяется по волоку к выходу. Т. о., световое изображение трека частицы появляется на выходной плоскости детектора.

Рис. 5. Форма импульса в органических сцинтилляторах для электронов, протонов и α -частиц.



Обычно волокно состоит из спинтиллирующего керна, покрытого тонкой оболочкой из материала с меньшим показателем преломления, чтобы обеспечить лучшую отражающую поверхность и, значит, увеличить длину затухания (а также защитить отражающую поверхность от механич. повреждений). Доля света, захваченного волоком, $\delta \approx 0,5 (1 - n_2^2/n_1^2)$, где n_1 и n_2 — показатели преломления для оболочки и керна. Для разных материалов $\delta \approx 5 - 10\%$. В качестве спинтилляторов используют стекло с добавками Се, пластик (на основе полистирола) или жидкий спинтилятор (напр., на основе метилалатина), злитый в стеклянные капилляры. Наиб. перспективны капилляры с жидким спинтилятором: светобег в ср. длине в ~ 2 раза, длина затухания света (≈ 3 м для 20-мкм капилляров) позволяет создавать детекторы большого размера (≈ 3 м), радиан. стойкость на порядок больше, чем у плазматических волокон. Применяются волокна diam. от 20 мкм до 3 мм, длиной 1 см — 2 м, коэф. заполнения волокнами рабочего объёма $\approx 50\%$.

Свет с волокон усиливается неск. электронно-оптич. преобразователями (ЭОП) с волоконными шайбами на входах и выходах (см. *Волоконная оптика*). В первом каскаде усиления применяют ЭОП с высокой чувствительностью. На фософах первых ЭОП производится задержка оптич. сигнала (200—500 нс), необходимая для выработки триггерной электронной управляющей сигнала. Далее свет усиливается другим ЭОП с большим коэф. усиления, к-рый управляется импульсом от триггера. Для согласования размеров выходной плоскости СДВ и регистрирующей системы могут применяться ЭОП с увеличением или уменьшением изображения. Полный коэф. усиления системы ЭОП составляет 10^3 . Временное разрешение СДВ определяется временем высвечивания т фосфоров первых ЭОП и составляет 0,5—1 мкс.

Для считывания информации вначале использовалась фотопленка, к-рую вывелили *приборы с зарядовой связью* (ПЗС), согласованные с выходной волоконной шайбой последнего ЭОП. Информация с ПЗС оцифровывается быстрым аналого-цифровым преобразователем и считывается в быструю память, связанную с ЭВМ. Мертвое время СДВ определяется временем считывания с ПЗС.

Каждому выбитому фотоелектрону с фотокатода 1-го ЭОП соответствует пятно (кластер) на ПЗС. Кол-во кластеров на единицу длины трека от релятивистской частицы $\sim 3 - 10$ мм $^{-1}$. При этом для волокон diam. 20 мкм средневластный разброс кластеров относительно трека составляет 18 мкм. При длине трека 5 мм точность локализации вдоль пучка частиц, то будут измеряться одновременно 2 координаты, перпендикулярные пучку. Кол-во света увеличивается в более чем 10 раз, и погрешность локализации трека будет ≈ 2 мкм.

Впервые СДВ были исследованы ещё в 50-х гг. 20 в. [1]. Однако применение началось с сер. 80-х гг. в связи с развитием волоконной оптики, ЭОП и считывающих систем на основе ПЗС [2, 3]. Преимущество СДВ: высокая плотность точек на треке — 3—10 мм $^{-1}$ для релятивистских частиц и большая длина затухания [4]; высокое координатное разрешение (≤ 20 мкм); разрешение между треками $\sim 35 - 100$ мкм [5]; большая плотность чувствит. элементов, достигающая $2 \cdot 10^5$ см $^{-2}$; радиан. стойкость $2 \cdot 10^8$ рад [6]; малые времена высвечивания (для жидких спинтилляторов ~ 6 нс), возможность работать в магн. полях.

СДВ может использоваться в качестве т. и. вершинного детектора с высоким координатным разрешением для регистрации распадов короткоживущих частиц, содержащих тяжёлые кварки (см. *Комбинированные системы детекторов*). СДВ позволяет изучать частицы с временами жизни $\sim 2 \cdot 10^{-14}$ с. СДВ может использоваться в качестве иррадиационного компактного трекового детектора в экспериментах на встречных пучках. На основе СДВ изготавливают эл. магн. и адронные калориметры, позволяющие кроме измерения энергий наблюдать и треки частиц (см. *Ионизационный калориметр*). СДВ применяют для регистрации частиц в качестве годоскопов с временным разрешением ~ 1 нс

и координатным разрешением ≤ 1 мм. При этом съём информации осуществляется многоканальными фотоумножителями [7]. При использовании с СДВ тяжёлых неорганич. спинтилляторов появляется возможность регистрировать и γ -кванты с высокой координатной точностью.

Литт. 1) Reynolds G. T. Present status of scintillation chambers. «IRE Trans. Nucl. Sci.», 1960, v. 7, p. 115; 2) Kirkby J. CERN/EP/87-60, 1987; 3) Bamburov N. S. [е. а.], Preprint IHER 89—41, 1989; 4) Buontempo P. S. [е. а.], Preprint CERN-PPE/94—142, 1994; 5) Cianfarani C. [е. а.], A high-resolution detector based on liquid-core scintillating fibers with readout via an electron-bombarded charge-coupled device. «Nucl. Instr. and Meth.», 1994, v. A339, p. 449; 6) Golovkin S. V. [е. а.], Preprint IHER 94—33, 1994; 7) Kuznetsov K. [е. а.], Readout of optical scintillation fibers by a position sensitive photomultiplier. «Nucl. Instr. and Meth.», 1987, v. A260, p. 114; Preprint ИФВ-86—127, 1986.

С. В. Голушкин.

СПИНТИЛЛЯЦИЯ (от лат. *scintillatio* — мерцание) — кратковременная ($\sim 10^{-4} - 10^{-9}$ с) световая вспышка (вспышка люминесценции), возникающая в *спинтилляторах* под действием ионизирующих излучений. С. впервые визуально наблюдал У. Крукс (W. Crookes) в 1903 при облучении α -частицами жрана из ZnS. Атомы или молекулы спинтиллятора за счёт энергии ионизирующего излучения (напр., ускоренных электронов) переходят в возбуждённое состояние; последующий переход из возбуждённого в нормальное состояние сопровождается испусканием света — С. Механизм С., её спектр испускания и длительность высвечивания зависят от природы люминесцирующего вещества, яркость — от природы зарж. частиц. Так, С. α -частиц и протонов значительно ярче С. электронов. Каждая С. — результат действия одной частицы; это обстоятельство используют в *спинтилляционных детекторах* для регистрации элементарных частиц.

СЧЁТЧИКИ ЧАСТИЦ — импульсные электронные детекторы частиц. К ним относятся *Гейгера счётчик*, *пропорциональный счётчик*, *цифровой счётчик* и др.

СЭБИН — внесистемная единица поглощения энергии диффузного звукового поля, употребляемая в архитектурной акустике и равная поглощению поверхности площадью в 1 квадратный фут, облучаемой коэф. поглощения 1. Названа в честь У. Сэбина (W. Sabine). С. пазывают также единицей открытого окна; звуковая энергия в конечном счёте из открытого окна уходит полностью (коэф. поглощения 1). Аналогичная единица для 1 м 2 наз. метрическим С.



ТАЛЛИЙ (лат. Thallium), Тl — хим. элемент гл. подгруппы III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 81, ат. масса 204,383. В природе представл. смесью двух стабильных изотопов ^{203}Tl (29,524%) и ^{205}Tl (70,476%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $6s^2$. Энергия ионизации, ионизация равны: 6,108; 20,248; 29,83; 30,8 эВ. Кристаллич. радиус атома Тl, 0,171 нм, радиус ионов Тl $^{+}$ 0,136, Тl $^{3+}$ 0,105 нм. Значение электроотрицательности 1,8. Работа выхода электронов 3,7 эВ.

Существует неск. кристаллич. модификаций Т. При темп-рах ниже 235,1 С устойчив α -Тl (гексагональная плотнейшая кристаллич. решётка с параметрами $a = 344,36$ нм и $c = 551,37$ нм), его плотность 11,849 кг/дм 3 . Выше 235,1 С устойчив β -Тl с объёмноцентриров. кубич. решёткой, её параметр $a = 387,1$ нм. Энергия перехода α -Тl \rightarrow β -Тl 1,674 кДж/кг.

При высоких давлениях обнаружен γ -Тl с гранчатриров. кубич. решёткой, α -Тl — мягкий ковкий серый металл, $\rho_{20} = 303,5$ г/см 3 , $t_{\text{пл}} = 1457 \pm 10$ С. Темп-ра Дебая 78,5 К. Теплоёмкость $c_p = 26,3$ Дж/(моль \cdot К), теплота плавления

4,201 кДж/моль, теплота испарения 162,4 кДж/моль. Диамагнетик, магн. восприимчивость α -Tl— $2,49 \cdot 10^{-10}$ (при 293 К). Уд. электрич. сопротивление 0,15 мкОм·м (при 0 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления 5,177·10⁻³ К⁻¹, теплопроводность 38,9 Вт/(м·К). Коэф. линейного теплового расширения 2,8·10⁻⁵ К⁻¹. Тв. по Бриггелло 20 МПа, модуль нормальной упругости 7,95 ГПа.

Стенки окисления +1 и +3, причём Тl⁺ более устойчив, чем Тl³⁺, поэтому по мп. хим. свойствам Т. похож на щелочные металлы. На воздухе окисляется и покрывается плотной защитной плёнкой оксида Тl₂O. Соединения Т. сильно ядовиты.

Т. используется как компонент лёгких сплавов. Амальгаму Т. (темп-ра затвердевания 214 К) применяют в низкотемпературных термометрах и др. приборах. Особо чистый Т. необходим при получении полупроводниковых соединений типа ТlAsX₂ (где X есть Se, Те или S). Соединения Т. служат активаторами эмиттерных материалов. Водный раствор смеси солей Т. с мурavinной и малоновой к-тами (т. н. жидкость Клеричи) обладает самой высокой плотностью среди смачивающих жидкостей и используется в вакууметрии, при разделении порошков по плотности и т. д. Искусств. радионуклид ²⁰⁴Tl ($T_{1/2}$ = 2,779 года) широко применяется как источник β^- -частиц в разл. радионуклидных приборах (толщиномерх, дефектоскопах и др.).

С. С. Бердосюс.

ТАНГЕНЦИАЛЬНОЕ УСКОРЕНИЕ—то же, что касательное ускорение.

ТАНДЕМ—то же, что *резерваторный ускоритель*.

ТАНТАЛ (лат. Tantalum), Ta—хим. элемент побочной подгруппы V группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 73, ат. масса 180,9479. В природе представлен стабильным ¹⁸¹Ta (99,988%) и мало распространённым (0,012%) слабо радиоактивным ¹⁸⁰Ta ($T_{1/2} \geq 10^{13}$ лет). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2 4d^3 5p^6 5s^2$. Энергии последоват. ионизации соответственно равны 7,89, 16,2 и 22 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,146 нм, радиус иона Та⁵⁺ 0,066 нм. Значение электроотрицательности 1,5. Для поликристаллич. Т. работа выхода электронов 4,12 эВ, для монокристаллич. Т.—4,352 эВ.

В свободном виде—серый с синеватым отливом пластичный металл, решётка кубическая объёмноцентрированная с параметром a = 330,74 нм. Плотность 16,6 кг/дм³, $t_{пл} = 2996$ °С, $t_{кип} = 5425 \pm 100$ °С, темп-ра Дебая, определённая разными методами, равна 216—263,8 К. Уд. теплоёмкость $c_p = 0,15$ Дж/(моль·К), теплота плавления 34,7 кДж/моль, теплота испарения 744 кДж/моль. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = 4,47$ К. Т. парамагнитен, магн. восприимчивость $8,49 \cdot 10^{-10}$ (при 293 К). Уд. электрич. сопротивление 0,15 мкОм·м (при 300 К), температурный коэф. электрич. сопротивления 3,17·10⁻³ К⁻¹ (при 273—373 К). Теплопроводность 45,2 Вт/(м·К) (0 °С), коэф. теплового линейного расширения 6,59·10⁻⁶ К⁻¹ (при 100 °С). Механич. свойства Т. зависят от его чистоты. Для поликристаллич. Т. модуль упругости 186 ГПа (при 20 °С), модуль сдвига 70 ГПа. Для отожжённого листового Т. тв. по Бриггелло 0,45—1,25 ГПа, тв. по Виккерсу 890 МПа.

Наиб. характерная степень окисления +5. Т.—самый устойчивый к коррозии из неблагородных металлов.

Металлы Т. используют для изготовления электролит. конденсаторов, арматуры электронных ламп (аноды, сетки, катоды и т. п.), спец. коррозионностойкой аппаратуры в хим. промышленности, ядерной энергетике. Из Т. изготавливают фильтры в производстве искусств. волокон. В медицине Т. применяют как протезный материал, проволочку из Т.—для скрепления тканей и т. д. Из искусств. радионуклидов наиб. применение имеет β^- -радиоактивный ¹⁸⁷Ta ($T_{1/2} = 115$ сут).

С. С. Бердосюс.

ТАУ-ЛЕПТОН (τ -лептон)—заряж. нестабильная частица с единичным зарядом, спином $1/2$ и массой (1777 ± 3) МэВ; самая тяжёлая частица из известных в семействе лептонов. Время жизни τ -лептона $(0,303 \pm 0,008) \cdot 10^{-12}$ с.

Т.-л. обнаружен в 1975 М. Перлом (М. Perl) и др. в Стэнфорде (США) в экспериментах на встречных электрон-позитронных пучках в реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Последующие распады $\tau^- \rightarrow e^-(\mu^-) + \nu + \bar{\nu}$ и $\tau^+ \rightarrow e^+(\mu^+) + \nu + \bar{\nu}$ приводили к регистрации в установке частиц e^+ и μ^+ (или μ^- и e^+) с кажущимся нарушением лептонного числа, энергии и импульса. Отмеченные «странности» регистрируемых событий, связанные с вылетом нейтрино, помогли вскрыть в конечном счёте их истинную природу. Наиб. вероятные каналы распада τ -лептона приведены в табл. 1.

Табл. 1.

Мода распада	Относительная вероятность распада, %
$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu \nu_\tau$	17,8 ± 0,4
$\tau^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\tau$	17,7 ± 0,4
$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$	22,7 ± 0,8
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	11 ± 0,5
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	7,1 ± 0,6
$\tau^- \rightarrow \pi^- 2\nu_\tau$	7,5 ± 0,9
$\tau^- \rightarrow \pi^0 \rho^- \nu_\tau$	5,4 ± 1,7
$\tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	4,4 ± 1,6

Отметим, что характеристики трёхлептонных распадов (первые две строки таблицы) хорошо соответствуют модели т. н. V—A-взаимодействия или стандартной теории слабого взаимодействия Вайберга—Салама.

Табл. 2.

Мода распада	Относительная вероятность распада
$\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$	$5,5 \cdot 10^{-4}$
$\tau^- \rightarrow e^- \gamma$	$2 \cdot 10^{-4}$
$\tau^- \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^-$	$2,9 \cdot 10^{-5}$
$\tau^- \rightarrow e^- \pi^+ \pi^-$	$3,3 \cdot 10^{-5}$
$\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-$	$3,3 \cdot 10^{-5}$
$\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-$	$3,8 \cdot 10^{-5}$

Изучение распадов τ -лептона показало, что ему следует приписать своё особое лептонное число L_τ ($L_\tau = 1$), отличное от электронного и мюонного лептонных чисел, к-рые с высокой степенью точности сохраняются в распадах. Соответственно следует предполагать существование особого гау-нейтрино (ν_τ). Степень сохранения лептонного числа L_τ демонстрируется в табл. 2.

А. А. Козар.

ТАУНСЕНДА РАЗРЯД—несамостоятельный и самостоятельный квазиавтоионизационный электрический разряд в газе при низких давлениях (~неск. тор) и очень малых токах ($\leq 10^{-5}$ А). Электрич. поле в разрядном промежутке однородно или слабо неоднородно и не искажается пространственным зарядом, имеющим маленькую плотность. Назван по имени Дж. Таунсенда (J. Townsend), создавшего в 1900 его теорию. Согласно этой теории, электроны производят в газе ударную ионизацию, характеризуемую коэф. α —числом ионизаций, к-рые создаёт один электрон на единице пути своего движения от катода к аноду. Образованные при этом ионы могут либо также ударной ионизацией создавать на единице пути своего движения к аноду β ионизаций, либо при ударе о катод вырывать γ электронов на каждый ион. Коэф. α , β и γ наз. коэф. Таунсенда. Этими коэф. можно описывать разрядный ток. В случае плоских электродов, находящихся на расстоянии d друг от друга, и первичного тока i_0 , создаваемого внеш. ионизатором, разрядный ток, определяемый указанными процессами, описывается след. ф-лами:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) \exp [(\alpha - \beta)d]}{\alpha - \beta \exp [(\alpha - \beta)d]} \quad (1)$$

при наличии объёмной ионизации положит. ионами;

$$i = i_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma \exp[\alpha(d-1)]} \quad (2)$$

при выравнивании положит. ионами электронов из катода;

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) \exp[(\alpha - \beta)d]}{\alpha(1 + \gamma) - (\beta + \alpha\gamma) \exp[(\alpha - \beta)d]} \quad (3)$$

при являнии обоим действий положит. ионов.

Исследование элементарных процессов в разряде показало, что объёмной ионизацией положит. ионами можно пренебречь, поэтому реальной является только ф-ла (2). Л. Леб (L. Loeb) предположил, что осн. процессом выравнивания электронов из катода является *фотозфлект*, вызванный фотонами, возникающими в разрядном промежутке. Ф-ла Леба имеет вид

$$i = i_0 \exp(\alpha d) \left[1 - \frac{\eta g \theta}{\alpha - \mu} \left(\exp[(\alpha - \mu)d] - 1 \right) \right]^{-1} \quad (4)$$

где θ — число фотонов, возникающих при прохождении электроном единицы пути; μ — коэф. поглощения фотонов в газе; g — *геометрический фактор*, определяющий число фотонов, идущих к катоду; η — число фотоэлектронов, приходящихся на один фотон, достигающий катода. Обозначая $\eta g \theta / (\alpha - \mu) = \gamma$, можно получить ф-лу, практически не отличающуюся от (2). Эта ф-ла обычно принимается для несамостоятельного Т. р. при его описании и анализе, включая при этом в коэф. γ все процессы, приводящие к выравниванию электронов из катода.

Теория Т. р. позволяет объяснить переход несамостоятельного разряда в самостоятельный. Условием для этого перехода является равенство нулю знаменателя в любой из приведённых ф-л. Математически это означает, что ток в разряде стремится к бесконечности. Такой вывод получается потому, что исключено из рассмотрения время развития разряда. Реально переход несамостоятельного разряда в самостоятельный означает пробой, при к-ром ток разряда неограниченно возрастает, будучи ограничен лишь параметрами цепи. Физически равенство нулю знаменателя, или

$$\gamma \{ \exp[(\alpha - \mu)d] - 1 \} = 1, \quad (5)$$

означает, что взамен одного электрона, покидающего катод, в результате всех процессов в объёме и на поверхности катода появляется новый электрон. Условие (5) выполняется при определ. значениях коэф. Таунсенда, к-рые зависят от напряжённости поля и давления газа; согласно Таунсенду, коэф. α описывается ф-лой

$$\alpha = pc, \exp(-c_2 p/E). \quad (6)$$

Хотя анализ реальных элементарных процессов взаимодействия электронов с молекулами газа приводит к более строгому выражению для α , теория Т. р., включая ф-лу (6), позволила обосновать *Пашена закон*, в частности, объяснить наличие минимума на кривой зависимости напряжённости зажигания разряда от pd . Самостоятельный Т. р. наз. также тёмным разрядом.

Дальнейшее развитие теория Т. р. получила в работах В. Роговского (W. Rogowski), учитывающих образование объёмного заряда между электродами и временной ход развития разряда. При повышении тока Т. р. переходит в *тлеющий разряд*.

Лит.: Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. 13; Лёб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950, гл. 13; Мик Дж., Крэгс Дж., Электрический пробой в газах, пер. с англ., М., 1960, гл. 1—2; Грановский В. Д., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971, гл. 2; Ховатсон А. М., Введение в теорию газового разряда, пер. с англ., М., 1980, гл. 3. Л. А. Сенин.

ТАХИОНЫ — гипотетич. частицы, скорость к-рых превышает скорость света в вакууме с. Т. как объекты, описываемые одним из неприводимых представлений *Пуанкаре группы*, впервые введены Ю. Вигнером [1]. Задача о нахождении эл.-магн. поля, создаваемого электрич. зарядом, движущимся со сверхсветовой скоростью, рассматривалась гораздо раньше О. Хевисайдом (O. Heaviside, 1888)

и А. Зоммерфельдом (A. Sommerfeld, 1904). Экспериментально Т. не обнаружены, однако неизвестны и логически неуязвимые теоретич. опровержения их существования.

Из релятивистского соотношения между энергией \mathcal{E} и импульсом частицы $p = \mathcal{E}u/c^2$ (u — скорость частицы) вытекает выражение для квадрата собственной массы M Т.:

$$M^2 = \mathcal{E}^2 c^{-4} - p^2 c^{-2} = (1 - u^2 c^{-2}) \mathcal{E}^2 c^{-4},$$

т. е. при $u > c$ $M^2 < 0$. Т. о., собственная масса Т. оказывается с минусом: $M = i\mu$, а его энергия с увеличением скорости убывает:

$$\mathcal{E} = \mu c^2 (u^2 c^{-2} - 1)^{-1/2}.$$

Существованию свободных Т. противоречит принцип причинности, согласно к-рому временная последовательность событий, связанных физ. сигналом, не может быть обращена диким выбором системы отсчёта (причина всегда предшествует во времени следствию). Для пояснения рассмотрим пространственно-временные события (x_1, t_1) и (x_2, t_2) , связанные тахионным сигналом, т. е.

$$\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = u > c, \quad t_2 > t_1.$$

Тогда в системе отсчёта, к-рая движется со скоростью u , удовлетворяющей условию $c/u < u < c < 1$, имеем, согласно преобразованию Лоренца

$$t_2 - t_1 = (t_2 - t_1)(1 - uv^2 c^{-2})(1 - v^2 c^{-2})^{-1/2} < 0,$$

т. е. причина и следствие меняются местами в противоречии с принципом причинности.

Однако принцип причинности, возможно, нарушается на микроскопич. масштабах (см. *Причинности принцип*, *Неклассическая квантовая теория поля*), и, следовательно, на таких масштабах существование Т. не исключается.

Идея о возможности существования Т. на микроскопич. масштабах впервые опубликована Я. П. Терлецким в 1960 [2, 3]. Он предполагает, что в основе физ. принципа причинности должно лежать *второе начало термодинамики* — закон возрастания энтропии. Поскольку второе начало может нарушаться во флуктуациях, то сверхсветовые процессы вполне допустимы как явления флуктуацион. характера (в частности, и на макроуровне).

Т. должны обладать необычными свойствами. Хотя они не могут переносить информацию (негитропич.; см. *Теория информации*), но вполне могут связывать события, если эту связь понимать не как следование во времени (причинность), а как взаимную обусловленность (обобщённую причинность), выражающуюся в равноправии связываемых событий. Т. о., нельзя говорить раздельно о поглощении или испускании Т. в к.-л. точках, а следует рассматривать это как единый процесс испускания-поглощения, связывающий две точки. Необходимо подчеркнуть принципиальное отличие Т. от обычных частиц, состоящее в том, что Т. не только никогда не может находиться в покое, но в лек-рой системе отсчёта его скорость оказывается бесконечной. Действительно, скорость u такой системы находится из условия $t_2 = t_1$, откуда $u = c^2/\mu$. В указанной системе отсчёта Т. выйдут как на мгновение возникший объект, вытнувшийся вдоль прямой линии, соединяющей точки испускания-поглощения.

К процессам, в к-рых могли бы участвовать Т., можно отнести, напр., обмен *виртуальными частицами* или перенос возбуждений внутри частиц как протяжённых объектов (исключаемая теория поля, теория солитонов). Т. как переносчики положительных взаимодействий и как реальные частицы рассматривались многими авторами. Одним из первых это сделали С. Танака [4], О. Биланко, В. Дешанд и Е. Сударшан [5], Г. Фейлберг [6], Э. Реками [7, 8] и др. В частности, Танака впервые построил непротиворечивую квантовую теорию Т. В его теории Т. появляются только во взаимодействиях с др. частицами (в промежуточных состояниях), но не в свободном состоянии, что приводит теорию в соответствие с принципом причинности.

Лит.: 1) Wigner E., Unitary representations of the inhomogeneous Lorentz group, «Ann. of Math.», 1939, v. 40, p. 149; 2) Терлецкий Я. П., Принцип причинности и второе начало термодинамики, «ДАН СССР», 1960, т. 133, № 2, с. 329; 3) Терлецкий Я. П., Парадоксы теории относительности, М., 1966; 4) Такака S., Theory of matter with superlight velocity, «Progr. Theor. Phys.», 1960, v. 24, p. 171; 5) Bilaniuk O. M. P., Deshpande V. K., Sudarshan E. C., Metarelativity, «Amer. J. Phys.», 1962, v. 30, p. 718; 6) Feinberg G., Possibility of faster-than-light particles, «Phys. Rev.», 1967, v. 159, p. 1089; 7) Recami E., Esistono i tachioni, «Giornale di Fisica», 1969, v. 10, p. 195; 8) Recami E., Mignani R., Classical theory of tachyons, «Riv. del Nuovo Cim.», 1974, v. 4, ser. 2, p. 209; Фрэмэн П. О., Исторические основы тахионной концепции, «Вестник Росс. ун-та дружбы народов. Сер. Физика», 1993, № 1, с. 160. Ю. П. Рыбаков.

ТВЕРДОЕ ТЕЛО — агрегатное состояние вещества, характеризующееся стабильностью формы и характером теплового движения атомов, к-рые совершают малые колебания около положений равновесия. Различают кристаллич. и аморфные Т. т. Кристаллы характеризуются пространств. периодичностью в расположении равновесных положений атомов (см. *Дальний и ближний порядок*). В аморфных телах атомы колеблются вокруг хаотически расположенных точек. Согласно классич. представлениям, устойчивым состоянием (с мии. внутр. энергией) Т. т. является кристаллическое. Аморфное тело находится в метастабильном состоянии и с течением времени должно перейти в кристаллич. состояние, однако время кристаллизации часто столь велико, что метастабильность вовсе не проявляется (см. *Аморфное состояние, Стеклообразное состояние*).

Все вещества в природе затвердевают при атм. давлении и темп-ре $T > 0$ К. Исключение составляет He , к-рый остается жидким при атм. давлении вплоть до $T = 0$ К. Для кристаллизации Не необходимо давление 24 атм при $T = 1,5$ К; это уникальное свойство Не находит объяснение в квантовой теории Т. т. и жидкостей (см. *Гелий твердый*).

При исследовании *твердых растворов* изотопов Не (под давлением) обнаружено особое состояние вещества, занимающее промежуточное положение между кристаллом и *квантовой жидкостью*. Оно получило назв. *квантового кристалла*. У обычных кристаллов волновые свойства атомов приводят к существованию колебаний кристаллич. решетки при $T = 0$ К (*нулевые колебания*), у квантовых жидкостей эти свойства полностью разрушают кристаллич. структуру, а у квантовых кристаллов волновые свойства атомов, сохраняя выделенность узлов кристаллич. решетки, допускают перемещение атомов с узла на узел (см. ниже).

Понятие «Т. т.», как и понятие «жидкость», имеет характер идеализации (модели), точнее было бы говорить о твердотельных и жидкотельных свойствах конденсиров. среды. Напр., с точки зрения упругих свойств, твердым следует считать тело с отличным от 0 статич. модулем сдвига Φ (у жидкостей $\Phi = 0$). При рассмотрении пластич. свойств твердым следует считать тело, необратимо деформируемое лишь при конечном надпороговом напряжении (у жидкостей, даже очень вязких, типа смол, пороговое напряжение необратимой деформации равно 0).

Исследования свойств Т. т. объединились в большую область — физику Т. т., развитие к-рой стимулируется как фундам. наукой, так и потребностями техники. Около половины физиков мира работают в области физики Т. т., почти половина всех науч. физ. публикаций относится к исследованию Т. т. Физика Т. т. — источник новых материалов; новые физ. идеи, рождающиеся в физике Т. т., проникают в ядерную физику, астрофизику, биофизику и др.

Историческая справка. Накопление и систематизация данных о свойствах Т. т. (металлов, минералов и др.) начались с 17 в. Был установлен ряд эмпирич. законов, описывающих воздействие на Т. т. механич. сил, света, электрич. и магн. полей и т. д. Были открыты *Закон Гука* (1678), *Долонга* и *Пти закон* (1819), *Ома закон* (1826), *Видемана — Франца закон* (1853) и др. В 1-й пол. 19 в. созданы осн. концепции *упругости теории*, для к-рой ха-

рактерно представление о Т. т. как о сплошной (континуальной) среде.

Представление о кристалле как совокупности атомов, унорядочно расположенных в пространстве и удерживаемых около положения равновесия силами взаимодействия, было в окончательном виде сформулировано О. Браве (А. Bravais) в 1848. Однако эта идея восходит еще к трактатам Н. Стено (N. Steno, 1669) и Р. Ж. Аюи (1784), к работе И. Ньютона (I. Newton, 1686), в к-рой рассчитана скорость звука в цепочке упруго связанных частиц, Д. Бернулли (D. Bernoulli, 1727), О. Л. Коши (A. L. Cauchy, 1830) и др. В 1890 Е. С. Федоров и независимо А. Шёфлис (A. Schoenflies) доказали возможность существования 230 вариантов унорядоченного расположения частиц в Т. т. (см. *Симметрия кристаллов*).

В 1912 М. Лауэ (M. Laue), П. Книппинг (P. Knipping) и В. Фридрих (W. Friedrich) открыли *дифракцию рентгеновских лучей* на кристаллах, окончательно утвердив представление о кристаллич. Т. т. как унорядоченной дискретной структуре. В 1913 У. Л. Брэгг (W. L. Bragg) и Г. В. Вульф установили соотношение, связывающее период кристаллич. решетки, длину волны реит. излучения с направлениями дифракц. максимумов (см. *Брэгга — Вульфа условие*). На основе этого были разработаны методы эксперим. определения расположения атомов в кристаллах и измерения межатомных расстояний, что положило начало реит. структурному анализу и др. дифракц. методам исследования структуры Т. т. В 1927 К. Дж. Дэвиссон (C. J. Davisson) и Л. Х. Джермер (L. H. Germer) наблюдали *дифракцию электронов* на кристалле. Восследствия были обнаружена дифракция на кристалле нейтронов (см. *Нейтронография структурная*) и др. частиц.

В дальнейшем физика Т. т. разделилась на ряд областей, обособление к-рых происходит путем выделения либо объектов исследования (физика металлов, физика полупроводников, физика магнетиков и др.), либо методов исследования свойств Т. т. (механических, тепловых и т. д.).

Квантовые представления в физике Т. т. Физика Т. т. в совр. её понимании как квантовой физики конденсиров. систем, состоящих из огромного числа частиц ($\sim 10^{22}$ в 1 см^3), начала формироваться в нач. 20 в. Одним из осн. результатов квантового подхода к исследованию свойств кристаллич. Т. т. явилась концепция *квазичастиц*. Энергию возбуждённого состояния кристалла вблизи осн. состояния можно представить в виде суммы энергий отд. квазичастиц. Это позволяет ввести понятие «газа» квазичастиц для исследования тепловых, магн. и др. свойств Т. т. и использовать представления кинетики теории газов. Макроскопич. характеристики Т. т. при этом выражаются через характеристики квазичастиц (длину пробега, скорость и др.). Квазичастицы существуют не в свободном пространстве (как частицы в реальных газах), а в кристаллич. решетке, структура к-рой отражается в их свойствах (см. ниже).

Знание структуры Т. т. и характера движения частиц позволяет установить, какие квазичастицы ответственны за то или другое явление или свойство. Напр., высокая электропроводность металлов обусловлена *электронами проводимости*, а теплопроводность — *электронами проводимости* и *фононами*, нех-рые особенности поглощения света в Т. т. — *экситонами*, ферромагн. резонанс — *магнонами* и т. д. (см. ниже).

Отличие количественных характеристик разл. движений частиц в Т. т. позволяет отделить одно движение от другого. Независимость разл. типов движения Т. т. обусловлена малой энергией взаимодействия между квазичастицами.

Атомы и молекулы в Т. т. Структурными единицами Т. т. являются атомы, молекулы и ионы. Атомно-кристаллич. структура Т. т. зависит от сил, действующих между частицами Т. т. Одни и те же частицы могут образовывать разл. структуры (напр., серос и белое олово, графит и алмаз; см. *Полиморфизм*).

При достаточном повышении темп-ры все Т. т. плавятся (или возгоняются). Подводимая к телу в процессе плавления теплота тратится на разрыв межатомных связей. Темп-

ра плавления $T_{пл}$, характеризующая силу связи атомных частиц в Т. т., различна: у молекулярного водорода $T_{пл} = -259,1^\circ\text{C}$, у вольфрама $3410 \pm 20^\circ\text{C}$, а у графита более 4000°C (см. *Межатомное взаимодействие. Межмолекулярное взаимодействие*). Твёрдый ^3He не составляет исключение: он плавится под давлением при понижении темп-ры (см. *Померанчука эффект*).

Изменяя ср. расстояние между атомами с помощью внеш. давления, можно существенно изменить величину межатомных сил и благодаря этому — кристаллич. структуру Т. т. При больших давлениях обнаружено большое число разл. кристаллич. модификаций. Мн. полуроводники под давлением переходят в металлы, состояние (Ge при давлении 120 000 атм становится металлом), а У под давлением превращается в полуроводник. Есть основания считать, что молекулярный водород под давлением в $2-3 \cdot 10^6$ атм превращается в металл (см. *Металлический водород*). При чрезвычайно большом давлении (или влостности), когда объём, приходящийся на один атом, меньше обычного атомного размера, атомы теряют свою индивидуальность и вещество превращается в сильно сжатую электронно-ядерную плазму. Исследование такого состояния вещества важно, в частности, для понимания структуры звёзд.

Изменения структуры и свойств Т. т. (*фазовые переходы*) происходят также при изменении темп-ры, под действием магн. полей и др. внеш. воздействий (см. также *Структурные фазовые переходы*).

По типам связи между частицами и энергии связи между ними Т. т. делятся на 5 типов, каждый из к-рых характеризуется определ. пространственным распределением электронов. 1) В *ионных кристаллах* (NaCl, KCl и др.) осн. силы притяжения, действующие между ионами, — электростатические. 2) В кристаллах с ковалентной связью (алмаз, Ge, Si) валентные электроны соседних атомов обобществлены, кристалл представляет собой как огромную молекулу. 3) У большинства металлов энергии связи обуславливают коллективное взаимодействие подвижных электронов с ионным остовом (*металлическая связь*). У некоторых металлов (напр., у переходных) важна также ковалентная связь, осуществляемая электронами незаполненных внутр. оболочек. 4) В молекулярных кристаллах молекулы связаны слабыми силами Ван-дер-Ваальса (см. *Межмолекулярное взаимодействие*), обусловленными динамич. поляризации молекул. 5) В кристаллах с водородными связями каждый атом водорода связан силами притяжения одновременно с двумя др. атомами. Водородная связь вместе с электростатич. притяжением дипольных моментов молекул воды определяет свойства воды и льда. Классификация по типам связи условна, во мн. случаях наблюдается сочетание разл. типов связи (см. *Кристаллохимия. Химическая связь*).

Хотя силы, действующие между атомными частицами в Т. т., весьма разнообразны, их источником служат электростатич. притяжение и отталкивания. Образование из атомов и молекул устойчивых Т. т. показывает, что силы притяжения на расстояниях $\sim 10^{-8}$ см уравновешиваются силами отталкивания (они имеют квантовомеханич. природу и быстро спадают с расстоянием, т. к. определяются перекрытием волновых ф-ций электронов, принадлежащих отд. атомам). В ряде случаев можно рассмотреть атомные частицы как твёрдые шары и характеризовать их кристаллохимическими радиусами (см. *Атомный радиус*). Знание сил взаимодействия даёт возможность вывести ур-вие состояния Т. т. — зависимость уд. объёма от давления, позволяющую связать экспериментально измеряемые величины (напр., сжимаемость) с величинами, определяющими силы, действующие между частицами.

Механические свойства Т. т. (реакции на внеш. механич. воздействие — сжатие, растяжение, изгиб, удар и т. д.) определяются силами связи между его структурными частями. Многообразие этих сил приводит к разнообразию механич. свойств: одни Т. т. пластичны, другие хрупки. Обычно металлы более пластичны, чем диэлектрики. Напр., деформация Сп при комнатной темп-ре в момент

разрыва достигает неск. десятков %, а NaCl разрушается почти без деформации (см. *Пластичность*).

Механич. характеристики изменяются с темп-рой Т. т. с повышением Т. т. пластичность обычно увеличивается. Реакция большинства Т. т. зависит от темпа внеш. механич. воздействия: напр., Т. т., хрупкое при ударе, может выдержать значит. статич. нагрузку (см. *Механические свойства материалов*).

При небольших статич. нагрузках у всех Т. т. наблюдается линейное соотношение между напряжением и деформацией (закон Гука). Упругая деформация обратима — при снятии напряжения она исчезает. Для идеального монокристалла (без дефектов) область обратной деформации должна была бы наблюдаться вплоть до разрушения, причём предел прочности должен был бы соответствовать силам связи между атомами. Прочность реального кристалла не соответствует силам связи между атомами. В 1922 А. Ф. Иоффе объяснил низкую прочность реальных кристаллов влиянием макроскопич. дефектов (трещин, надзоров) на их поверхности. В дальнейшем оказалось, что при больших механич. нагрузках реакция кристалла зависит от наличия и кол-ва в кристалле дефектов, в частности *дислокаций*. В большинстве случаев именно дислокации определяют пластичность Т. т.

Механич. свойства Т. т. могут быть изменены его обработкой, вносящей или устраняющей дефекты (отжиг, закалка, легирование, гидроэкструзия и т. п.). Напр., предел прочности при растяжении специально обработанной стали 300—500 кгс/мм², а обычной стали того же хим. состава не более 40—50 кгс/мм².

Упругие свойства изотропных Т. т. (в частности, *поликристаллов*) описываются модулем Юнга Е (отношение напряжения к отн. удлинению) и коэф. Пуассона σ (отношение изменений поперечного и продольного размеров), характеризующими реакцию на растяжение (сжатие) образца в виде однородного стержня (см. *Упругость*). Для стали и ковкого железа $E = 2,1 \cdot 10^6$ кгс/см². Из условия устойчивости недеформирув. состояния следует, что $E > 0$, а $-1 < \sigma < 1/2$. Однако в природе тела с отрицат. коэф. Пуассона не обнаружены. Модуль Юнга и коэф. Пуассона определяют скорости распространения поперечных и продольных упругих волн в изотропном Т. т.

Движения атомных частиц в Т. т. разнообразны, и это проявляется в разнообразии его свойств. Важную роль играет различие масс атомных частиц. Т. к. ионы в тысячи раз тяжелее электронов, скорость движения ионов в Т. т. мала по сравнению со скоростью электронов. В *адиабатическом приближении*, исследуя движение электронов, можно считать неподвижными, а движение ионов определять усреднёнными (по быстрому движению) характеристиками электронов.

Коллебат. характер движения атомов, молекул и ионов Т. т. сохраняется вплоть до темп-ры плавления $T_{пл}$. Даже при $T = T_{пл}$ ср. амплитуда колебаний атомов значительно меньше межатомных расстояний, а плавление обусловлено тем, что термодинамич. потенциал жидкости при $T > T_{пл}$ меньше термодинамич. потенциала Т. т.

Динамич. теория кристаллич. решётки разработана в нач. 20 в. В 1907 А. Эйнштейн (А. Einstein) с помощью модели кристалла как совокупности квантовых гармонич. осцилляторов одинаковой частоты объяснил наблюдаемое падение теплёмкости Т. т. при понижении темп-ры. Этот факт находился в противоречии с *Долонга и Пти законом*. Более совершенная динамич. теория кристаллич. решётки как совокупности квантовых осцилляторов разл. частот была построена П. Дебасом (P. Debye, 1912; см. *Дебас теория*), затем М. Борном (M. Born) и Т. Карманом (T. Karman) (1913), а также Э. Шрёдингером (E. Schrödinger, 1914).

Квантование колебат. движения атомов, составляющих кристаллич. решётку, позволило ввести квантизации — фононы (см. также *Коллекция кристаллической решётки*). В аморфных телах тепловое движение частиц также носит колебат. характер. Однако фононы удаётся вести только для низкочастотных акустич. колебаний, когда на длине

волны расположено много атомов, колеблющихся почти синфазно, и их взаимное расположение не слишком существенно. Макс. частоты колебаний в аморфных телах мало отличаются от макс. частот в кристаллах, т. к. определяются силами взаимодействия между ближайшими атомами. В результате этого, а также наличия ближнего порядка в аморфных телах плотность колеб. состояний в них близка к плотности колеб. состояний кристаллов.

Динамик. теория кристаллич. решётки позволила объяснить упругие свойства Т. т., связав значения статич. модуля упругости с силовыми константами. Тепловые свойства — температурный ход теплоёмкости (см. *Дебая закон теплоёмкости, Дебая температура*), коэф. теплового расширения и теплопроводность — как свойства газа фононов (в частности, температурный ход теплоёмкости) объясняются как результат изменения с темп.-рой числа фононов и длины их свободного пробега. Оптич. свойства, напр. поглощение фотонов ИК-излучения, объясняются резонансным возбуждением оптич. ветви колебаний кристаллич. решётки — рождением оптич. фононов (см. также *Динамика кристаллической решётки*).

Т. т. различаются темп.-рами Дебая Θ_D , отделяющими область высоких темп.-р ($T > \Theta_D$), где колеб. движение атомов (фононы) можно описывать, не выходя за пределы классич. физики, от квантовой области. При $T > \Theta_D$ число фононов линейно растёт с темп.-рой, а при $T < \Theta_D$ (в квантовой области) — стремится к 0 как T^3 при $T \rightarrow 0$ К. При $T = 0$ К в Т. т. вовсе нет фононов. При $T > \Theta_D$ большая часть тепловой энергии Т. т. есть энергия газа фононов. Как правило, $\Theta_D < T_{\text{пл}}$ (исключение составляют твёрдые Нс и др. затвердевшие инертные газы).

В процессе колебания кинетич. энергия частицы в результате флуктуаций может превысить глубину потенциальной ямы, в к-рой она движется. Это означает, что частица способна «оторваться» от своего положения равновесия. Обычно вероятность W такого процесса при комнатной темп.-ре мала:

$$W = W_0 \exp(-\epsilon/kT). \quad (1)$$

Здесь $W_0 = 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ — частота колебаний атома в потенциальной яме; ϵ — порядка энергии связи, рассчитанной на одну частицу ($\epsilon \sim kT_{\text{пл}}$). Поэтому все процессы в Т. т., сопровождающиеся переносом вещества (диффузия собственных и чужеродных атомов), идут сравнительно медленно. Только вблизи $T_{\text{пл}}$ скорость этих процессов велика. Коэф. диффузии, пропорц. W , существенно зависит от состояния кристаллич. решётки. Пластич. деформация обычно «разрыхляет» кристалл, снижает энергию связи, потяц. барьеры, разделяющие равновесные положения, и поэтому увеличивает всрстность «перескоков» атомов, увеличивая коэф. диффузии D .

В твёрдом Не возможно туннельное «просачивание» атомов из одного положения равновесия в другое. Эта *квантовая диффузия* приводит к тому, что коэф. диффузии $D \neq 0$ при $T = 0$ К. Дислокация атомов, связанная с туннельными переходами, превращает примесные атомы и вакансии в своеобразные квазичастицы (*примесны, окансионы*). Они определяют свойства квантовых кристаллов.

Электроны в Т. т. Сближение атомов в Т. т. на расстояния порядка размеров самих атомов приводит к тому, что валентные электроны теряют связь с определ. атомами и движутся по всему Т. т. Дискретные атомные уровни энергии расширяются в полосы (энергетич. зоны), причём зоны разрешённых энергий могут быть отделены друг от друга зонами запрещённых энергий, по могут и перекрываться. Индивидуальность зон сохраняется и при их перекрывании: состояния электронов с одной и той же энергией, но принадлежащие разным зонам, различны. Плунические атомные уровни расширяются совершенно незначительно, и состояния плунических электронов в атомах Т. т. такое же, как в свободном атоме.

В кристаллах состояние электрона в зоне благодаря периодичности действующих на него сил определяется квазинпульсом p , а энергия электрона в зоне ϵ_s — периодич.

ф-ция квазинпульса:

$$\epsilon_s(p) = \epsilon_s(p + 2\pi\hbar), \quad (2)$$

где s — номер зоны (см. *Блоховские электроны, Зональная теория*). Соотношение (2) наз. законом дисперсии.

В аморфных телах квазинпульс ввести нельзя. Строго запрещённых зон энергии в аморфных телах нет, однако есть квазипрерывные области, где плотность состояний меньше, чем в разрешённых зонах. Движение электрона с энергией из квазипрерывной области локализовано, из разрешённой зоны — делокализовано (см. *Неупорядоченные системы*).

В соответствии с *Паули принципом* в каждом энергетич. состоянии может находиться не более двух электронов (с разными проекциями спина). Поэтому в каждой энергетич. зоне кристалла может поместиться не более $2N$ электронов, где N — число урочев в зоне, равное числу элементарных ячеек кристалла. При $T = 0$ К все электрон. занимают наиб. низкие энергетич. состояния. Существование Т. т. с разл. электр. свойствами связано с характером заполнения электронами энергетич. зон при $T = 0$ К. Если все зоны либо полностью заполнены электронами, либо пусты, то такие Т. т. не проводят электрич. ток, т. е. являются *диэлектриками* (изоляторами). Т. т., имеющие зоны, частично заполненные электронами, — проводники электрич. тока — металлы (проводники). *Полупроводники* отличаются от диэлектриков малой шириной запрещённой зоны ϵ_g между последней заполненной (валентной) зоной и первой свободной (зоной проводимости). Т. т. с аномально малым перекрытием валентной зоны и зоны проводимости наз. *полуметаллами*. Существуют *бесщелевые полупроводники*, зона проводимости к-рых примыкает к валентной зоне.

Наличие дефектов и примесей в кристалле приводит к возникновению дополнил. примесных энергетич. урочев, расположенных в запрещённой зоне. У полупроводников эти урочев часто расположены очень близко либо от валентной зоны, либо от зоны проводимости.

Энергия, отделяющая занятые состояния от свободных (т. н. *ферми-энергия*), у металлов расположена в разрешённой зоне; ей соответствует изоэнергетич. поверхность, называемая *ферми-поверхностью*. Она выделяет область занятых электрон. состояний в пространстве квазинпульсов. У полупроводников ферми-энергия ϵ_F (значение хим. потенциала электронов при $T = 0$ К) расположена в запрещённой зоне и носит несколько формальный характер (см. *Химический потенциал*). У бесщелевых полупроводников она совпадает с границей, отделяющей валентную зону от зоны проводимости.

Энергетич. зона, в к-рой не заняты состояния с энергиями, близкими к максимальной, проявляет себя как зона, содержащая положительный заряд, частицы — *дырки*. Возбуждение электрона в зону проводимости сопровождается образованием свободного места — дырки в валентной зоне. Электроны частично заполненных зон (электроны проводимости) и дырки являются носителями заряда в Т. т.

Электронная система Т. т. порождает и более сложные образования: в полупроводниках — *экситоны* Ватье — Мотта и Френкеля и поляроны; в сверхпроводящих металлах — куперовские пары (см. *Купера эффект*). Кроме того, по электронной системе Т. т. могут распространяться волны плазменных колебаний; им соответствует квазичастицы — *плазмоны* (см. *Плазма твёрдых тел*).

Электроинные свойства Т. т. Кристаллы, имеющие только заполненные и пустые электронные энергетич. зоны, ведут себя в электрич. поле как диэлектрики (изоляторы). Первый возбуждённый уровень находится на конечном расстоянии от основного, причём ширина запрещённой зоны ϵ_g велика. Дислокация электронов в таких Т. т. не играет роли, диэлектрики можно считать состоящими из разделённых в пространстве атомов, молекул или ионов. Влияние электр. поля сводится к сдвигу зарядов и приводит к поляризации диэлектриков (подробно см. в ст. *Диэлектрики, Диэлектрическая проницаемость*).

В металлах при низких тем-рах электроны проводимости не только проводят ток, но и играют важную роль в тепловых свойствах. Линейная зависимость теплоёмкости и коэф. теплового расширения металла от тем-ры при $T \sim 0$ К объясняется тем, что электроны, подчиняющиеся *Ферми—Дираку статистике*, сильно вырождены. Вырождение сохраняется практически при всех тем-рах, т. к. тем-ра вырождения $T_F = \epsilon_F/k$ для хороших металлов $\sim 10^4$ К. Поэтому при высоких тем-рах теплоёмкости металлов неотличима от теплоёмкости диэлектриков.

Благодаря вырождению электронов в металлах в процессе переноса (электропроводность, теплопроводность) участвуют только электроны, энергия к-рых $\epsilon \approx \epsilon_F$, т. е. электроны, расположенные вблизи поверхности Ферми.

Так, уд. электропроводность металла можно записать в виде

$$\sigma = \frac{e^2}{12\pi^3 v_F^3} S l,$$

где S —площадь поверхности Ферми, l —ср. длина свободного пробега электронов. Температурная зависимость σ и уд. сопротивления $\rho = 1/\sigma$ определяются температурной зависимостью длины свободного пробега l . При $T > 0,2$ г.л. механизм рассеяния—рассеяние электронов на фоновых, при $T < 0,2$ важную роль играет рассеяние на дефектах кристалла, в частности на поверхностных иррегулярностях.

Большая часть теплоты в металлах переносится электронами проводимости. В широком диапазоне тем-р существует соотношение между электропроводностью и электронной теплопроводностью (*Видемана—Франца закон*).

Термоэлектрич. явления (*термоЭ. Целесте эффект* и др.) также являются следствием участия электронов в переносе тепла. Магн. поле изменяет электропроводность и теплопроводность и служит причиной *гальваномагнитных явлений* и *термогальваномагнитных явлений* (см. *Гальв. эффект*, *Нернста—Эттингсхедера эффект* и др.).

Коэф. отражения эл.-магн. волн металлом близок к 1, т. к. эл.-магн. волны благодаря *скин-эффекту* практически не проникают в металл; глубина δ проникновения при низких частотах равна $\delta \approx \sqrt{2/\sigma\omega}$ (ω —частота волны). В оптич. диапазоне $\delta \approx c/\omega_0 \sim 10^{-5}$ см (ω_0 —плазменная частота электронов, см. *Плазменная частота*).

Поверхности Ферми, как правило, имеют сложную форму. Разнообразие форм поверхностей Ферми у разл. металлов обычно выявляется в их поведении в достаточно сильном магн. поле.

В полупроводниках при $T > 0$ К часть электронов из валентной зоны и примесных уровней переходит в возбуждённое состояние—появляются электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Благодаря этому при комнатной тем-ре полупроводник обладает заметной электропроводностью. Осн. параметром, определяющим число электронов и дырок в полупроводнике при тепловом возбуждении, служит ширина запрещённой зоны. Пространство между валентной зоной и зоной проводимости.

Возбуждение полупроводника может быть вызвано освещением. Электроны, поглощая фотоны, переходят в зону проводимости и в валентной зоне образуются дырки. Освещённость полупроводников в том, что их свойства резко меняются при сравнительно слабых внешних воздействиях (изменение тем-ры, давления, освещенности, введение примесей и т. п.). На этом основаны оптоэлектр. применения (см. *Полупроводниковые приборы*).

Электропроводность полупроводников определяется числом носителей n и подвижностью μ электронов и дырок:

$$\sigma = \sum n e^2 \mu.$$

Экспоненциальная зависимость σ от тем-ры—следствие экспоненциальной зависимости от T числа носителей n . В нек-рых полупроводниках (напр., в Te), легированных большим числом примесей, при низких тем-рах наступает

вырождение газа носителей, что сблизает их с металлами (см. *Видеоснижение по полупроводнику*).

Электронные свойства аморфных тел зависят от того, в какой области (разрежённой или квазиупорядоченной) расположено урвни Ферми. Существование в аморфных телах аналога зонной структуры объясняет их деление на *аморфные металлы* (см. также *Металлические стёкла*), диэлектрики и полупроводники. Наиб. детально изучены аморфные полупроводники (напр., халькогенидные стёкла). Существование квазиупорядоченной зоны обнаруживается оптич. исследованиями, к-рые подтверждают «заполнение» разрежённой зоны квазилокальными уровнями (хлосты плотности состояний). Специфич. особенность аморфных полупроводников—*прямая зона проводимости*—объясняет характерную зависимость подвижности носителей от тем-ры: $\mu \propto \exp[-(T_0/T)^{1/4}]$ (закон Мотта, $T_0 \approx 10^6 - 10^8$ К) в условиях, когда вероятность теплового возбуждения мала (при низкой тем-ре). Электрон «выбирает» себе место для «прыжка», так чтобы достигал максимум вероятности перехода из одного состояния в другое.

У мн. металлов при охлаждении ниже нек-рой тем-ры T наблюдается полная потеря электропроводности—металл переходит в сверхпроводящее состояние. Явление *сверхпроводимости* объясняется притяжением между электронами, обусловленным обменом фононами. При этом образуются электронные (куперовские) пары, возникает «конденсат», способный двигаться без сопротивления. Устойчивость сверхпроводящего состояния обеспечена наличием энергии связи электронов в паре, благодаря чему зона энерг. элементарных возбуждений отделена энергетич. щелью от зоны эл. возбуждений (см. *Сверхпроводимость*).

Магнитные свойства. При достаточно высоких тем-рах все T либо диамагнитны, либо парамагнитны. В первом случае вектор намагниченности $M = \chi H$, направленный против магн. поля, H —результат общей прецессии всех электронов T в магн. поле (см. *Лармора прецессия*, *Диамагнетизм*). Электроны проводимости благодаря вращению их движения в H плоскости, перпендикулярной H , также вносят вклад в M , причём у металлов от того же порядка, что *магнитная восприимчивость* ионного остова (см. *Ландау диамагнетизм*). Парамагнетизм—следствие ориентации магн. моментов атомов и электронов проводимости в магн. поле. При высоких тем-рах парамагн. восприимчивость убывает обратно пропорц. тем-ре (*Кюри закон*). Переходящие металлы составляют исключение. Их парамагн. восприимчивость аномально мала и слабо зависит от тем-ры, что связано с вырождением электронного газа (см. *Парам. парамагнетизм*). Наличие магн. моментов у атомов, ионов и электронов проводимости и связанное с этим расщепление электронных уровней энергии в магн. поле (*Зеемана эффект*) приводит к *электроному парамагнетизму резонанса* (ЭПР). Структура магн. урвней очень чувствительна к тому, в каком окружении находится частота. Поэтому ЭПР—важнейший источник информации о расположении атомов в элементарной ячейке кристалла, *магнетич. связи*, дефектах и т. п.

При понижении тем-ры многие парамагниты при нек-рой критич. тем-ре T_c переходят либо в ферро- (точка Кюри), либо в антиферромагн. (точка Нелля) состояния, для к-рых характерна упорядоченная ориентация магн. моментов атомов в отсутствие внешнего поля. Характер упорядочения зависит от сил, действующих между магн. моментами атомов. Переходящие металлы, как правило, остаются парамагнитными вплоть до $T = 0$ К. Магнитоупорядоченные T , при $T < T_c$ обладают специфич. квази-частичными—магнонами—элементарными носителями магн. беспорядка (см. *Спиновые волны*). Температурная зависимость числа магнонов объясняет температурную зависимость магн. намагниченности ферромагнетика и др. свойства магнетиков.

Силы упорядочивающие магн. моменты, имеют квантовое происхождение, хотя обусловлены электростатич. взаимодействием между электронами (см. *Магнетизм*,

Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм, Обширное взаимодействие).

Роль атомных ядер в свойствах Т. т. не ограничивается тем, что в них сосредоточена осн. масса тела. Квантовое «замораживание» большинства движений в Т. т. при $T \rightarrow 0$ К даёт возможность выявить вклад ядерных магн. уровней, если ядра обладают магн. моментами. При достаточно низкой тем-ре их вклад в парамагн. восприимчивость становится огульным (см. *Ядерный парамагнетизм*). Ядерные магн. уровни проявляются в резонансном поглощении эл.-магн. излучения [см. *Ядерный магнитный резонанс (ЯМР)*]. ЯМР — один из распространённых методов изучения Т. т., так как структура ядерных магн. уровней существенно зависит от свойств ядерного окружения, в частности от электронной оболочки атома. Мн. ядерные процессы в Т. т. приобретают специфич. черты, позволяющие использовать их для изучения свойств Т. т., напр.: изучение электронно-позитронной аннигиляции позволяет исследовать свойства электронной системы Т. т.; резонансное поглощение α -квантов ядрами Т. т. — локальные *внутрикристаллические поля* (см. *Мёсбауэра эффект, Мёсбауэровская спектрокопия*).

Взаимодействие быстрых заряженных частиц с Т. т. Упорядоченное расположение атомов накладывает существ. отпечаток на передачу энергии от быстрой частицы атомам Т. т. Напр., наблюдается резкая зависимость длины пробега быстрой частицы от направления относительно кристаллографии, осей (см. *Канализирование заряженных частиц, Тейл эффект*). С другой стороны, облучение Т. т. быстрыми частицами и фотонами изменяет свойства Т. т. (см. *Радиационные дефекты*).

Роль поверхности. Каждое Т. т. обладает поверхностью, к-рой соприкасается с окружающей средой. Поверхность Т. т. играет определяющую роль в таких явлениях, как катализ, коррозия, рост кристаллов (см. *Кристаллизация*) и т. п. Обычно микроструктура поверхности крайне нерегулярна, и её исследование наталкивается на большие трудности.

Традиционно поверхность воспринималась только как граница Т. т., а экспериментаторы пытались с помощью обработки (травления, очистки пучком ионов и др. методами) добиться того, чтобы свойства границы не мешали изучению объёмных свойств Т. т. В последнее время граница Т. т. превратилась в специфический объект исследования. Обнаружены и исследуются поверхностные возбуждения (квазичастицы, локализованные вблизи поверхности); изучаются поверхностные фазовые переходы, связанные с изменением орбитки Т. т., а также с упорядочением атомов, адсорбированных на поверхности (см. *Адсорбция, Поверхностные состояния*).

Тенденция развития физики Т. т. Развитие физики Т. т. не прекращается, что не противоречит утверждению о своеобразной консервативности этой области. Представления, сформулированные до 60-х гг. 20 в., не отпали при последующем развитии физики Т. т. По-прежнему основой понимания динамики, свойств Т. т. служат квазичастицы, разделяющиеся на *фермионы и бозоны*; для понимания резких изменений свойств Т. т., вызванных внеш. воздействиями, необходимо привлекать теорию *фазовых переходов* и критич. явлений; осн. механизм переноса энергии атомных частей в Т. т. считается диффузия. Не изменилась и систематика Т. т., в то время как изменения систематик — один из наиб. объективных показателей смены фундам. представлений.

Однако заметны существ. изменения: 1) расширился инструментарий, используемый для исследования Т. т.; появились сверхчувствительные оптич. и радиофиз. приборы, в частности использующие когерентные источники эл.-магн. излучения (лазеры и мазеры); внедрён в эксперим. практику *эксцирующий туннельный микроскоп*, разрешение к-рого позволяет фиксировать положение отдельных атомов и молекул; созданы искусств. кристаллы (см. *Сверхрешётка*) с заданными свойствами; обнаружены новые модификации углерода (см. *Фуллерены*); ЭВМ используются не только для расчётов характеристик Т. т. па

основе адекватных моделей, но и для усовершенствования эксперим. методов.

2) Развитие теории и вычислит. возможностей привело к тому, что наши знания о Т. т. стали количественно определёнными. Различия в поведении разных Т. т. одной природы, как правило, может быть объяснено на основе знания их состава, геом. структуры, типа осн. состояния и законов дисперсии квазиципн, осуществляющих динамику атомных частей в Т. т. Теория фазовых переходов 2-го рода в конденсиров. средах позволяет вычислить критич. индексы, характеризующие аномалии физ. величин в *критической точке*.

3) Трудности, возникающие при попытках квантового описания системы неупорядоченных атомных частей, привели к перенесению интересов от физики идеальных кристаллов к физике аморфных и стеклообразных веществ, к выяснению условий существования локализованных и дelokализованных состояний (пределов проводимости, порога полнотности и т. п.). Их изучение открыло новые техн. применения Т. т.

4) Существ. роль в физике Т. т. получило исследование нелинейных процессов. Обнаружены возможности моделировать разнообразные нелинейные явления, воздействуя на Т. т. разной природы эл.-магн. полями разл. частоты. Такие явления, как солитон, аттрактор, хаос, самоорганизация, происходящие из физики нелинейных процессов, стали употребляемыми в физике Т. т.

5) Возрос интерес к Т. т., обладающим промежуточными свойствами между твёрдыми телами разной природы, и к др. жидкостям, системам: квантовым кристаллам, занимающим промежуточное положение между квантовыми жидкостями и Т. т., к жидким кристаллам, к *квазикристаллам*, обладающим *несоразмерной структурой* и при наличии дальнего координационного порядка содержащим запрещённые для фёдоровских групп оси симметрии 5-го порядка, и др.

6) Миниатюризация электронных приборов привлекла внимание к электронным системам низкой размерности — двумерным и одномерным, свойства к-рых существенно отличаются от их трёхмерных аналогов (см. *Квазидвумерные соединения, Квазидвумерные соединения*). Это привело, в частности, к открытию *квантового Холла эффекта* в двумерных *интерфейсных слоях* носителей заряда в полупроводниках. Теоретич. и эксперим. исследования кластеров (супермикрокристаллических систем) позволяют исследовать непосредственно переход от микроскопических к макроскопическим объектам.

7) Открытие высокотемпературных сверхпроводников с критич. темп-рой выше темп-ры кипения азота ($-195,8$ С) (см. *Обширные высокотемпературные сверхпроводники*) привело к резкому возрастанию интереса к физике *сверхпроводимости*, а также к её техн. применениям.

Физика Т. т. развивалась, вместе с физикой атомных и субатомных частей, причём важную роль играл обмен идеями и эксперим. методами между физикой Т. т. и физикой микромира.

Лит. Пайерас Р. Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1956; Займа Д. Дж. Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ. [2 изд.], М., 1974; Катанов М. И., Лифшиц И. М. Квазиципны. Идеи и принципы квантовой физики твёрдого тела. 2 изд., М., 1989; Киттель Ч. Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт И., Мерсия Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979; Катанов М. И., Фрепфель В. Я. Вели история физики твёрдого тела, М., 1981; см. также лит. прил. *Металлы, Полупроводники, Диэлектрики, Кристаллы, Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм*.

М. И. Каганов.

ТВЁРДОСТЬ материалов — характеристика материала, отражающая их прочность и *пластичность*. Наиб. часто Т. определяется методом вдавливания шарика или пружины в испытуемый образец либо методом сжатия. В методе Вилкера азматная пирамида стандартных размеров вдавливается остриём в тело с шлифованной поверхностью и Т. определяется как отношение иск-рой стандартной силы вдавливания к 1 мм^2 площади отпечатка. Т. по Бриллеу — отношение силы, вдавливающей стандарт-

ный стальной шарик, к илондиди отпечатка. Т. по Роквеллу — отношение силы вдавливания к глубине вдавливания шарика или призмы. Получив распространение метод измерения Т. с помощью УЗ-колебаний (см. *Ультразвук*), в основе к-рого лежит измерение реакции колблат. системы (изменения её собств. частоты) на Т. испытанного материала.

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ ЛАЗЕР — лазер, в к-ром активной средой являются активир. диэлектрик, кристаллы и стекла или диэлектрик, кристаллы с собственными точечными дефектами. В качестве активаторов кристаллов и стёкол обычно служат ионы редкоземельных элементов или ионы группы железа. Собственные точечные дефекты в кристаллах возникают под воздействием ионизир. излучения или путём аддитивного окрашивания. Энергетич. уровни активаторов или собств. дефектов используются для создания инверсной населённости [1] (см. *Квантовая электроника*).

По существующей традиции, лазеры на основе полупроводников кристаллов выделяются в особый класс (см. *Полупроводниковый лазер*) в силу присущей им специфики возбуждения и образования инверсии населённости на переходах между разноразными энергетич. зонами полупроводника (см. *Зона теория*). Инверсная населённость в активной среде Т. л. достигается опич. накачкой — освещением активного элемента (АЭ) спеч. лампами, солнечным излучением, излучением пиротехн. устройств или излучением др. лазеров, в частности полупроводниковых.

Генерация Т. л. осуществляется по трёх- или четырёхуровневой схеме [2] (см. *Накачка*). АЭ этих лазеров обычно имеют форму кругового цилиндра или стержня прямоуг. сечения. Иногда применяют и АЭ более сложных конфигураций. Наиб. распространение получила конструкция Т. л., в к-рой цилиндрический АЭ вместе с газоразрядной лампой накачки помещаются в камеру-осветит. колпачок, концентрирующую излучение лампы накачки в АЭ. Из-за многократности отражения излучения накачки от внутр. поверхности камеры-осветителя достигается более полное его поглощение в АЭ. Применяют осветители, в к-рых одна лампа накачки работает на нескольких АЭ или, напротив, один АЭ накачивается несколькими или большим числом ламп. Диапазон длин волн генерации Т. л. простирается от УФ- до средней ИК-области. Т. л. работают в импульсном, непрерывном и квазинепрерывном режимах (см. *Лазер*). У существующих Т. л. мощность генерации в непрерывном режиме может достигать 1—3 кВт при уд. энергии ~10 Вт/см² активной среды при кдл ~3%. Ср. мощность 10³ Вт при частоте повторения импульсов до 100 Гц реализуется в Т. л. импульсно-периодич. действия в режиме свободной генерации при длительности импульса 10⁻³—10⁻⁴ с.

Т. л. с успехом работают в режиме модуляции добротности резонатора, что позволяет генерировать гигантские импульсы, длительность и энергия к-рых зависят от скорости включения затвора и свойств активной среды. Обычные значения длительности таких импульсов (1—10)·10⁻⁸ с. Их пиковая мощность ограничивается при этом оптич. прочностью активных и пассивных элементов резонатора, к-рая обычно составляет величину ~5·10⁸ Вт/см² поверхности. Объёмная оптич. прочность лазерных материалов обычно оказывается выше. Модуляция добротности резонатора осуществляется как пассивным образом (насыщающиеся поглотители), так и активным (электро- и акустооптич. модуляторы). Иногда применяют и механич. модуляторы, напр. вращающуюся призму.

Большое соотношение ширины контура усиления Т. л. и частоты межмолекулярных биений (~10¹²) позволяет достаточно просто осуществлять режим синхронизации мод и получать сверхкороткие импульсы длительностью 10⁻¹¹—10⁻¹³ с, ограниченной обратной шириной линии усиления. Так же, как и модуляция добротности, синхронизация мод в Т. л. осуществляется как активным, так и пассивным образом. Т. л. может также работать в режиме усилителя

излучения. При этом коэф. линейного усиления может достигать величины 0,5—0,7 см⁻¹.

Лазерный эффект обнаруживает большое кол-во разл. кристаллов и стёкол (нек. случаи), однако реально действующих Т. л. нашедших практич. применение, существенно меньше. К их числу относится лазер на кристалле рубина — первый в мире лазер, созданный в 1960 Т. Мейманом (Т. Maiman, США).

Рубин представляет собой кристалл корунда Al₂O₃ с примесью (~0,05%) ионов Cr³⁺, замещающих в кристаллич. решётке ионы Al. Рубиновый лазер работает по трёхуровневой схеме, в к-рой уровнем 1 является осн. состояние ⁴A₂, уровнем 2 — полосу ⁴F₂ и ⁴F₁, уровнем 3 — дублет ²E. В мощных рубиновых лазерах применяют 3-дублет стержни диам. ~2 см и дл. 20—30 см. Типичный режим работы — импульсный, релаксирующий также модуляция добротности, синхронизация мод, усиление мощности. Длина волны генерации рубинового лазера ~694 нм.

Наиб. распространённым активатором материалов для Т. л. являются ионы Nd³⁺ (см. *Неодиимовый лазер*). Широкое применение в науке и технике находят лазеры на основе силикатных и фосфатных стёкол с неодимом (см. *Лазерные стекла*), генерирующие излучения в области 1,05 мкм. Осн. название лазеров на основе стёкол — это генерация одиночных импульсов большой мощности. АЭ из стекла отличаются высоким оптич. качеством, могут иметь большой объём при заданной форме элемента. Лазеры на основе фосфатного стекла с неодимом генерируют самые мощные импульсы генерации. Так, на установке «NOVA» (США), суммарный объём АЭ к-рой составляет 2·10⁶ см³, получены импульсы энергией ~4·10⁸ Дж, длительностью ~10⁻⁹ с, что соответствует мощности ~4·10¹³ Вт. Во второй (λ=0,53 мкм) и третьей (λ≈0,35 мкм) гармониках частоты осн. перехода при такой же длительности импульсов энергия составляет ~2·10⁸ Дж.

Наиб. широко применяемой кристаллич. матрицей (Nd³⁺ является кристалл иттрий-алюминиевого граната (ИАГ—Nd³⁺), к-рый в иттр. степени отвечает совр. требованиям квантовой электроники и её приложений). Необходимые спектрально-люминесцентные свойства этого кристалла удачно сочетаются с его высокой механич. прочностью, твёрдостью, значительной теплопроводностью (0,13 Вт/см²·К); ИАГ—Nd³⁺-лазеры работают во всех перечисленных выше режимах. Именно на них получены рекордные мощности непрерывной генерации. Длина волны генерации ИАГ—Nd³⁺-лазера на осн. переходе неодима λ_г=1,064 мкм. Типичные размеры АЭ от 3×50 мм до 10×120 мм.

Находят также применение кристаллы алюмината иттрия (YAIO₃—Nd³⁺) и фторида лития-иттрия (LiYF₄—Nd³⁺). Кристаллы алюмината иттрия предпочитают к кристаллов ИАГ—Nd³⁺ для работы в режиме модульн. добротности, что связано с меньшим значением сечения осн. генерац. перехода и, следовательно, с уменьшением влияния сундрлюминесценции и возможностью накопления большей энергии на верхнем лазерном уровне.

Отличит. чертами кристалла фторида лития-иттрия с неодимом являются отрицат. величина и малое абе. значение β=dη/dT — температурный коэф. показателя преломления π(β=-4,3·10⁻⁶К⁻¹ для π-поляризации и β=-2,2×10⁻⁶К⁻¹ для σ-поляризации; для кристалла ИАГ, напр., β=7,3·10⁻⁶К⁻¹). Это обстоятельство существенно ослабляет проявления термооптич. эффектов, в частности эффекта наведенной термооптич. линзы, что увеличивает пространственную яркость излучения лазера. Длина волны генерации лазера на основе кристалла LiYF₄—Nd³⁺ сдвинута по сравнению с длиной волны генерации ИАГ—Nd³⁺-лазера в короговоловую сторону (λ_г=1,053 мкм для σ-поляризации и λ_г=1,047 для π-поляризации), что даёт возможность эфф. работы такого лазера с усилителем на основе стекла. Кдл неодимовых лазеров на основе перечисленных кристаллов, как правило, не превышает 2—4% в режиме свободной генерации и 2% в режиме модуляции добротности.

Новые возможности трёхвалентных ионов хрома как активных частиц Т. л. проявились в кристаллах александрита (BeAl_2O_3). В отличие от кристалла рубина, генерация ионов Cr^{3+} в александрите осуществляется не только на бесфоновой линии перехода ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$, но и на экстронно-колеб. переходе ${}^4F_2 \rightarrow {}^4A_2$. При этом Т. л. работает по четырёхуровневой схеме и даёт возможность плавной перестройки длины волны генерации. Типичная область перестройки: 730—803 нм.

Особенностью лазера на кристалле александрита является улучшение энергии. Характеристик с нагреванием АЭ выше комнатной темп-ры, что обусловлено ростом с темп-рой величины эфф. сечения генер. перехода. Нагревание АЭ в этом лазере приводит также к расширению диапазона перестройки длины волны генерации в длинноволновую сторону. Лазер на кристалле александрита также работает во всех упоминавшихся выше режимах, в т. ч. и в режиме больших ср. мощностей, чему способствует высокая теплопроводность этого кристалла ($\approx 0,23 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$).

Плавную перестройку длины волны генерации обеспечивает лазер на кристалле корунда с титаном ($\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Ti}^{3+}$). Характерная область перестройки: 700—1024 нм. Малость времени жизни возбуждённого состояния Ti^{3+} ($\approx 3 \text{ мкс}$) при комнатной темп-ре делает малоэффективной ламповую накачку этого лазера. Накачка $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Ti}^{3+}$ -лазера, как правило, осуществляется или непрерывным аргоновым лазером, или импульсами второй гармоники неодимового лазера. При этом эффективность трансформации излучения лазерной накачки в генерацию ионов титана может превышать 20%.

Перестройка длины волны генерации в широком спектральном диапазоне осуществляется в лазерах на центрах окраски (см. Лазеры на центрах окраски), к-рые также обычно работают с накачкой др. лазером.

К успехам, возрастанию кид Т. л. привела реализация донорных способностей ионов Cr^{3+} относительно трёхвалентных ионов редкоземельных элементов (см. Сенсибилизированная люминесценция) в кристаллах гранатов. Высокая изоморфная ёмкость этих кристаллов в отношении редкоземельных ионов и ионов группы железа допускает введение необходимых концентров обоих типов частиц без ухудшения оптич. качества кристаллов (см. Изоморфизм). Специфика энергетич. структуры ионов Cr^{3+} в кристаллах гранатов обеспечивает полную и быструю передачу энергии из его экстронно-колеб. полос на верхние лазерные уровни ионов редкоземельных элементов.

К семейству хромосодержащих гранатов, работающих на осн. переходе неодима в области 1,06 мкм, прежде всего относятся кристаллы гадолиний-скандий-галлиевого (ГСГГ), итрий-скандий-галлиевого (ИСГГ) и гадолиний-скандий-алюминиевого (ИСАГ) гранатов. Эти кристаллы предназначены для импульсного и импульсно-периодического режимов работы. В лазере на кристалле ИСГГ— $\text{Cr}^{3+} - \text{Nd}^{3+}$ в режиме свободной генерации в области накачки 1—3 Дж достигнут кид $\approx 6\%$. На кристалле ИСГГ— $\text{Cr}^{3+} - \text{Nd}^{3+}$ при накачке $\approx 200 \text{ Дж}$ абс. кид достигает 10% в режиме свободной генерации. ИСГГ— $\text{Cr}^{3+} - \text{Nd}^{3+}$ -лазер в режиме модуляции добротности и частоте повторения импульсов до 50 с^{-1} обеспечивает абс. кид $\approx 6\%$ при энергии за импульс $\approx 0,4 \text{ Дж}$, что ограничивается оптич. прочностью торца АЭ. Длина волны излучения этого лазера (1,058 мкм) хорошо согласуется с контуром усиления фосфатного стекла с неодимом, что позволяет эффективно использовать эту пару в системе: задающий генератор—усилитель. Кристалл ГСАГ— $\text{Cr}^{3+} - \text{Nd}^{3+}$ имеет спектрально-люминесцентные свойства, аналогичные свойствам кристаллов ГСГГ— $\text{Cr}^{3+} - \text{Nd}^{3+}$ и ИСГГ— $\text{Cr}^{3+} - \text{Nd}^{3+}$. При этом величина теплопроводности этого кристалла ($0,11 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$) приближается к теплопроводности кристалла ИАГ.

Длинноволновая граница эфф. генерации Т. л. с ламповой накачкой (при комнатной темп-ре) $\approx 3\text{--}3,5 \text{ мкм}$. При меньших энергетич. запасах вероятность многофоновых безызлучательных переходов оказывается существенно больше вероятности излучения, что обуславливает

малые величины квантового выхода люминесценции и времени жизни возбуждённого состояния. Эта длина волны обеспечивается, напр., переходом ${}^4F_{1/2} \rightarrow {}^4I_{1/2}$ ионов эрбия (Er^{3+}). Генерация излучения ионами Er^{3+} при ламповой накачке с кид, превышающим $\approx 1\%$, получена на кристаллах ИАГ— Er^{3+} и ИСГГ— $\text{Cr}^{3+} - \text{Er}^{3+}$. В первом случае длина волны генерации $\lambda_g = 2,94 \text{ мкм}$; во втором $\lambda_g = 2,79 \text{ мкм}$. Реализован режим модуляции добротности с частотой повторения импульсов до 100 с^{-1} .

Развитие полупроводниковых лазеров сделало перспективным использование их для накачки Т. л. Полупроводниковые лазеры (ПЛ) на основе монокристаллов арсенида галлия путём измерения состава позволяют получать генерацию в области $0,75\text{--}1 \text{ мкм}$, что даёт возможность эффективно возбуждать генерацию на ионах Nd^{3+} , Ti^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} и Yb^{3+} [5]. Накачка излучением ПЛ является близкой к резонансной, что и значит, степени снимает проблему наведённых термич. искажений в АЭ и позволяет относительно легко достигать предельно высокой направленности лазерного пучка. Получена непрерывная генерация на ионах Ho^{3+} ($\lambda_g \approx 2,1 \text{ мкм}$), Ti^{3+} ($\lambda_g \approx 2,3 \text{ мкм}$), Er^{3+} ($\lambda_g \approx 2,9 \text{ мкм}$), а также на разл. переходах ионов Nd^{3+} . Порог генерации по мощности накачки в иск-рых случаях составляет единицы мВт. Так, напр., порог генерации на ионах Ho^{3+} в кристалле ИАГ— $\text{Ti}^{3+} - \text{Ho}^{3+}$ равен 4 МВт, а порог генерации на осн. переходе ионов Nd^{3+} в стекле не превышает 2 мВт. На целом ряде кристаллов с неодимом получена генерация второй гармоники. На осн. переходе неодима реализованы режимы модуляции добротности и синхронизации мол. Общий кид неодимового непрерывного лазера с накачкой излучением ПЛ на длине волны генерации 1,06 мкм достигает 20%.

Т. л. с накачкой ПЛ совмещает в себе достоинства твердотельного и полупроводникового лазеров. По сути дела, активной средой Т. л. является эфф. концентратор излучения ПЛ по спектру, во времени и в пространстве. Ожидается бурное развитие этой области лазеростроения.

Развитие Т. л., работающих в режиме высоких ср. мощностей (субкиловаттный и киловаттный диапазоны), связано с заменой цилиндрических АЭ на прямоугольные, в к-рых лазерное излучение происходит, многократно отражаясь от боковых поверхностей АЭ. В этом случае неоднородности разл. природы, наведённые накачкой, оказываясь скомпенсированными и слабо влияют на качество выходного пучка.

Применения Т. л. чрезвычайно разнообразны. Это—лазерная технология (сварка, резка и др.), технология электронных приборов, медицина, лазерная локация, системы контроля состава атмосферы, оптич. обработка информации, интегральная и волоконная оптика, лазерная спектроскопия, лазерная диагностика плазмы и управляемый термодерный синтез, лазерная химия и лазерное разделение изотопов, нелинейная оптика, сверхскоростная фотография, лазерные гирокоспы, сейсмографы и другие точные физ. приборы.

Лит.: 1) Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, М., 1978, гл. 11—15; 2) Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике, 2 изд., М., 1988; 3) Прохоров А. М., Новое поколение твердотельных лазеров, «УФН», 1986, т. 148, с. 7; 4) Прохоров А. М., Шербаков И. А., Лазеры на кристаллах редкоземельных гранатов с хромом, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1987, т. 51, № 8, с. 1341; 5) OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, February 7—10, 1994 in Salt Lake City, UT, v. 20.

И. А. Шербаков.

ТВЁРДЫЕ РАСТВОРЫ—твердотельные двух- или многокомпонентные однородные системы перемного состава (напр., типа A_nB_{1-n}), в к-рых атомы или ионы компонентов, смешиваясь в разл. соотношениях ($0 \leq x \leq 1$), образуют общую кристаллич. решётку, характерную для одного из компонентов. Системы, в состав к-рых входят изоструктурные компоненты, как правило, образуют и др. за неогранич. растворимости непрерывный ряд Т. р. Величина x в этом случае не лимитирована (непрерывные, или неограниченные, Т. р.). Область существования т. н. ограниченных Т. р. (растворимость ограничена) на диаграмме состояния имеет пределы по концентрации, зависящие от темп-ры Т.

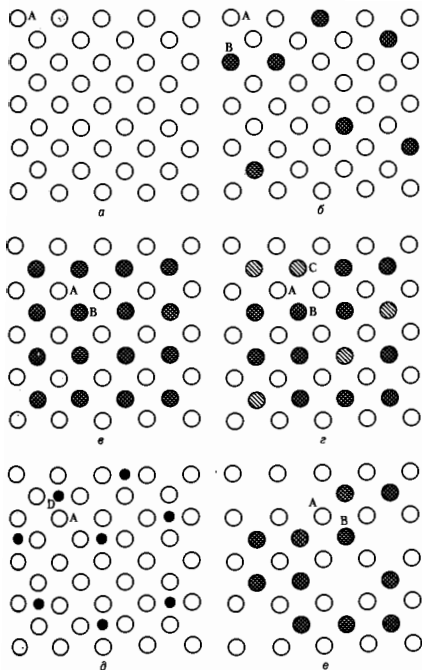


Рис. 1. Схемы расположения атомов в твердых растворах: а — чистый элемент А; б — твердый раствор замещения элемента В в элементе А; в — химическое соединение АВ; г — твердый раствор замещения химического соединения АС в химическом соединении АВ; д — твердый раствор внедрения элемента D в элементе А; е — твердый раствор вычитания на базе химического соединения АВ, ○ — А; ⊖ — В; ⊙ — С; ● — D.

Различают Т. р. замещения, внедрения и вычитания (рис. 1). В Т. р. замещения на основе кристаллич. решетки хим. элемента (металла) А атомы элемента В замещают часть атомов сорта А; в Т. р. замещения соединения АС в соединении АВ атомы или ионы сорта С замещают атомы или ионы сорта В (замещение происходит в В-подрешетке кристаллич. решетки). При образовании Т. р. замещения число атомов или ионов в элементарной ячейке остается постоянным.

В Т. р. внедрения атомы сорта D располагаются в междоузлиях кристаллич. решетки металла А, при этом число атомов в элементарной ячейке увеличивается. Для образования Т. р. внедрения необходимо, чтобы различие атомных размеров компонентов было достаточно велико.

В Т. р. вычитания на основе соединения АВ часть атомов или ионов сорта В отсутствует (возникают вакансии в В-подрешетке), число атомов в элементарной ячейке меньше, чем у исходного соединения стехиометрич. состава. Возможно одновременное сочетание 2 видов Т. р. (напр., Т. р. внедрения атомов D в Т. р. замещения атомов В в кристаллич. решетке, образованной атомами А). Линейная зависимость межатомных расстояний от x в Т. р.

(закон Вегарда, L. Vegard) выполняется в некоторых случаях; отклонения от закона Вегарда связаны с отличиями упругих, электронных, магнитных и др. свойств компонентов Т. р.

В Т. р. возможно разл. упорядочение в расположении атомов или ионов; в неупорядоченных Т. р. замещения атомы разного сорта произвольно распределены в узлах кристаллич. решетки, т. е. отсутствует *дальний и ближний порядок*. В Т. р. замещения с ближним порядком есть корреляция в расположении атомов разного сорта в области с конечным радиусом. В Т. р. внедрения атомы одного компонента С образуют регулярную кристаллич. решетку, атомы др. сорта беспорядочно распределены в междоузлиях этой решетки. В упорядоченном Т. р. атомы компонентов образуют несколько вставленных друг в друга кристаллич. подрешеток.

Для двухкомпонентных Т. р. замещения параметр дальнего порядка

$$\eta = p - q, \quad (1)$$

где p — доля атомов или ионов сорта А, занимающих «свою» позицию в кристаллич. решетке; q — доля тех же атомов или ионов в «чужих» позициях. Параметром ближнего порядка в неупорядоченных Т. р. служит величина

$$\alpha_i = 1 - N_i^{AB}/c_B N_i, \quad (2)$$

где N_i^{AB} — число атомов или ионов сорта В на i -й координац. сфере атома сорта А, N_i — общее число атомов на i -й координац. сфере, c_B — концентрация (атомная доля) атомов сорта В в Т. р. При таком определении α_i для равнозначных ближайших соседей $\alpha_i < 0$ (ближнее упорядочение), для односторонних — $\alpha_i > 0$ (локальное расщепление Т. р., или сегрегация); знаки α_i для последующих координац. сфер сложным образом зависят от характера упорядочения. При полном отсутствии ближнего порядка все $\alpha_i = 0$.

В нек-рых случаях — при закалке ограниченных Т. р. от высоких темп-р, при бездиффузионных полиморфных превращениях в Т. р. (см. *Полиморфизм*), при облучении и т. п. — образуется пересыщенный Т. р. Его распад происходит путем образования зародышей выделяющегося из Т. р. фазы или путем бездиффузионного образования двух Т. р. разл. состава (спинодальный распад), при к-ром возникает т. н. модулированная структура. Установлено протекание фазовых переходов 2-го рода при упорядочении твердых растворов стехиометрич. составов (напр., в системах Cu—Ag, Sn—Zn и др.).

Физ. свойства Т. р. зависят от их состава и характера упорядочения. Для неупорядоченных металлич. Т. р. внедрения сопротивление ρ и коэф. теплопроводности λ меняются с составом монотонно (при невысоких концентрациях 2-го компонента справедливо *Маттиссена правило*). В упорядоченных Т. р. на зависимостях ρ и λ от концентраций x компонентов наблюдаются особенности при составах АВ, АВ₂, АВ₃ и т. п., соответствующих опред.

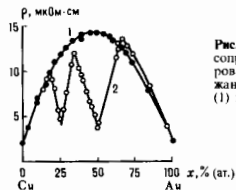


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления ρ твердых растворов замещения Au—Cu от содержания Au для неупорядоченных (1) и упорядоченных (2) твердых растворов.

типам упорядоченного расположения атомов — *сверхструктурам* (рис. 2). Изменение сечения рассеяния электронов при установлении или разрушении ближнего порядка приводит к изменениям температурных зависимостей сопро-

твления, *магнетосопротивления* и т. п. В большом числе металлических, оксидных и др. Т. р. реализуется сверхпроводимость, почти все они являются сверхпроводниками 2-го рода.

В разбавленных Т. р. переходных и редкоземельных металлов (Mn, Fe, Cr, Co, Y и др.) в Au, Ag, Cu при низких темп-рах наблюдается минимум на зависимости $\rho(T)$, обусловленный *ковшевым обменным взаимодействием* между спинами примесных атомов через электроны проводимости Au, Ag, Cu.

Взаимодействие спинов хаотически распределённых магн. атомов приводит к образованию состояния, называемого *спиновым стеклом*. Для спиновых стёкол характерны отсутствие спонтанной намагниченности, максимум

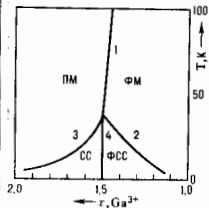


Рис. 3. Диаграммы магнитных состояний твердых растворов замещения в системе $\text{Li}_0,5\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ ($1,5 < x < 2,0$): 1 — линия точек Кюри (T_C); 2, 3 — линии T_F ; 4 — линии фазовых переходов спиновое стекло — ферримагнитное спиновое стекло.

магн. восприимчивости при темп-ре замерзания T_f , магнитная вязкость (аномально большое время установления магн. равновесия), линейная зависимость теплоемкости от темп-ры при $T \ll T_f$. В состоянии спинового стекла могут находиться не только металлические, но и диэлектрические Т. р. На рис. 3 представлена магн. х — T-диаграмма состояния системы ферримагн. оксидов $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$, на к-рой в широком диапазоне концентраций (x) и темп-р реализуются области существования парамагнитного (ПМ), ферримагнитного (ФМ) состояний, а также области существования спинового стекла (СС) и ферримагн. спинового стекла (ФСС). В Т. р. реализуются ферро-, антиферро- и ферримагн. состояния с разл. магн. структурами; макроскопич. магн. свойства Т. р. изменяются в широких пределах.

Свойства Т. р. на основе соств. *полупроводников* чувствительны к характеру и концентрации примесей замещения. При введении примесей с валентностью, большей валентности осн. атомов решетки (доноров), концентрация электронов превышает концентрацию дырок и полупроводник имеет проводимость n-типа (напр., Т. р. As в Ge). В противоположном случае введение акцепторов полупроводник имеет проводимость p-типа (Т. р. Al в Si).

Отличие механич. свойств Т. р. от свойств чистых металлов заключается в повышенной прочности в результате изменения дислокационной структуры и включения разл. механизмов взаимодействия дислокаций с растворенными атомами (см. *Дислокации*). Возможны 2 механизма взаимодействия дислокаций с примесными атомами: закрепление (блокирование) неподвижных дислокаций и возникновение трения при движении дислокаций. Изменение механич. свойств имеет место при отрыве движущихся дислокаций от атмосферы примесей (см. *Слово*). Наличие дальнего и ближнего порядка в Т. р. приводит к доп. информации.

Лит.: Сивергсен Д. М., Никольсон М. Е., Структура и свойства твердых растворов, пер. с англ., М., 1964; Физическое материаловедение, пер. с англ., 3 изд., т. 1—3, М., 1987; Хачатурьян А. Г., Ковшия фазовых превращений и структура твердых растворов, М., 1974; Игнатьева В. И., Кадцельсон А. А., Ближний порядок в твердых растворах, М., 1977; Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978; Эренрейх Г., Шарп Л., Электронная структура сплавов, пер. с англ., М., 1979; Пашинков В. В., Сорокин В. С., Материалы электронной техники, 2 изд., М., 1986; Финкель В. А., Структура сверхпроводящих соединений, М., 1983; Ефимова Н. Н., Полюков Ю. А., Ткаченко Н. В., Фазовый переход парамагн:ик —

спиновое стекло в разбавленных ферримагнитных оксидах, ЖЭТФ, 1990, т. 97, в. 4, с. 1208. В. А. Фисалев.

ТВЕРДЫЙ ГЕЛИЙ — см. *Гелий твердый*.

ТВЕСТРОП — прямая во вспомогательном комплексном трехмерном проективном пространстве T , используемом для реализации *Минковского пространства-времени*. Понятие Т. введено Р. Пенроузом (R. Penrose) в кон. 1960-х гг. Многообразие всех комплексных прямых в T зависит от 4 комплексных параметров; точкам пространства Минковского отвечает некое-ро их подмножество (см. ниже), зависящее от четырех вещественных параметров. Нетривиальным является привлечение комплексной геометрии (твисторного пространства) для работы с вещественным пространством-временем.

Множество всех прямых в T интерпретируется как комплексифицированное и (конформно) компактифицированное пространство Минковского. Оно представляет самостоятел. интерес в связи с анализом, продолжением тех или иных физ. величин, первоначально заданных на пространстве Минковского, в комплексную область (напр., в трубу будущего или прошлого). Евклидово четырехмерие как естественн. реализуется, как некое-ро множество прямых в твисторном пространстве, в результате чего на твисторном языке удобно говорить о переходе от лоренцовых теорий к евклидовым (см. *Евклидова квантовая теория поля*). На языке прямых инвариантный геом. смысл имеет конформная структура на пространстве Минковского: точки находятся на нулевом расстоянии (их соединяет световой луч) тогда и только тогда, когда соответствующие им прямые в твисторном пространстве пересекаются.

Фундаментальная идея Пенроуза заключается в том, что первичной физ. структурой является не структура 4-мерного пространства-времени (Минковского), а комплексное твисторное трехмерие Т. Соответственно твисторные эквиваленты физ. величин должны допускать более простое описание, чем сами эти величины. По этой идеологии некие-ро физ. величины у-рия имеют чисто аналитич. природу: аналоги физ. величин, первоначально заданные как аналитич. объекты на трехмерии (твисторах), нутем какого-то варианта интегрирования по прямым переносятся на четырехмерие М. При интегральном преобразовании аналитич. объектов от трех комплексных переменных в аналитич. объекты от четырех вещественных переменных должно возникать одно у-рие на образ преобразования. На возможность такой интерпретации физ. нулевых у-рий и основана твисторная программа Пенроуза.

Простейшую реализацию твисторной программы дают у-рия, описывающие безмассовые поля (в зависимости от синна это или скалярное волновое у-рие, или система у-рий Максвелла, или у-рие Дирака — Вейля, или линеаризованное у-рие Эйнштейна и т. д.). Безмассовые поля на твисторном пространстве отвечают решениям неких обобщений системы у-рий Коши — Римана (δ -эгомологии). Хотя этот матем. объект и не является элементарным, для его изучения имеется развитый аппарат в комплексном анализе, и возникает поучительный и нетривиальный пример применения комплексного анализа к изучению вещественных дифференц. у-рий. Эти результаты носят скорее характер иллюстрации общей идеи Пенроуза, поскольку они не выходят за пределы новых представлений решений линейных дифференц. у-рий с ностоянными коэффициентами.

Однако Т. оказалась полезна при изучении нелинейных физ. у-рий. Р. Уорд (R. Ward) и М. Атья (M. Atiyah) применили язык Т. к построению *инстантонов* — автодуальных решений у-рия Янга — Миллса (см. *Янга — Миллса поля*). Инстантоны (решения у-рия дуальности) рассматриваются на евклидовом четырехмерии. На твисторном многообразии они отвечают комплексные векторные *расщепления*. Эта связь позволила, в конечном счете, дать описание инстантонов [теорема Атья — Хитчинга (N. Hitchin)] — Дринфельда — Манина]. Язык Т. оказался удобен также для изучения др. класса решений у-рия Янга — Миллса — *магнитных монополей*.

Ещё одно направление в применении T связано с рассмотрением искривлённого пространства-времени. Плоское пространство-время интерпретируется как многообразие прямых, поэтому естественно ожидать, что какие-то искривлённые всреми могут быть реализованы как некие многообразия кривых на трёхмерных комплексных многообразиях. Многообразия с римановой метрикой, удовлетворяющей ур-нию Эйнштейна в вакууме и дополнительному (конформному) условию автодуальности, канонически реализуются как многообразия кривых на искривлённом твисторном трёхмерном многообразии. Условие автодуальности состоит в том, что автодуальная часть тензора Вейля равна нулю. Пенроуз явно описал геометрию на искривлённом твисторном многообразии, эквивалентные автодуальным решениям ур-ния Эйнштейна (право-плоским метрикам). Осн. момент состоит в том, что семейство кривых в окрестности каждой кривой эквивалентно семейству прямых с точностью до малых 3-го порядка малости. Твисторное описание позволило построить большое число явных решений ур-ния Эйнштейна (автодуальных).

Приведем теперь некие явные ф-лы. Пусть $T = CP^3$ — трёхмерное комплексное проективное пространство. Введем в нём однородные координаты $z = (z_0, z_1, z_2, z_3)$, т. е. $z \neq (0, 0, 0, 0)$; координаты $z = (z_0, z_1, z_2, z_3)$ и $\lambda z = (\lambda z_0, \lambda z_1, \lambda z_2, \lambda z_3)$ относятся одной и той же точке $CP^3 = T$. Прямые в T можно задавать парой их точек (z, w) , $z \neq \lambda w$; их множество CM зависит от 4 комплексных параметров. На CM возникает комплексная конформная структура из условия, что прямые, пересекающие прямую l , находятся от неё на нулевом расстоянии [образуют комплексный световой конус $CV(l)$ с вершиной в l].

Рассмотрим в T вещественную гиперповерхность (гипермногообразие) T_0 , задаваемую ур-нием

$$H(z) = |z_0|^2 + |z_1|^2 - |z_2|^2 - |z_3|^2 = 0.$$

Поверхность T_0 делит T на 2 области T_{\pm} , где форма H соответственно положительна (отрицательна). Тогда множество M прямых, целиком лежащих на T_0 , зависит от 4 вещественных параметров и относительно указанной конформной структуры является конформной компактификацией пространства Минковского. Для $l \in M$ конусы $CV(l) = M \cap CV(l)$ прямых из M , пересекающих l , являются световыми конусами. Чтобы получить обычное пространство Минковского M , надо фиксировать некую прямую l_0 на T_0 (напр., задаваемую ур-ниями $z_0 = z_2, z_1 = z_3$) и выписать $V(l_x)$ из M (т. е. M состоит из прямых на T_0 , во пересекающих l_x). Прямые, лежащие в областях T_{\pm} , соответственно образуют на CM трубы будущего и прошлого.

Чтобы вложить в CM евклидово компактифицированное (конформно) четырёхмерное — сферу S^4 , рассмотрим в T множество прямых, соединяющих точки вида (z_0, z_1, z_2, z_3) и $(-z_1, z_0, -z_3, z_2)$. Такие прямые либо не пересекаются, либо совпадают. Т. о. возникает разбиение $T = CP^3$ на непересекающиеся прямые (расслоение).

Легко проследить действие группы на все определённые выше ком. объекты. На многообразии прямых CM переносится действие группы $SL(4, C)$ проективных преобразований пространства $T = CP^3$. Очевидно, что они являются автоморфизмами конформной структуры, определённой на CM . Подгруппа $SU(2; 2)$ проективных преобразований, сохраняющих квадрат T_0 , индуцирует группу конформных преобразований пространства Минковского. Подгруппа в $SU(2; 2)$, сохраняющая прямую l_0 , порождает Пуанкаре группу движений пространства Минковского M . Если рассмотреть в $SU(2; 2)$ подгруппу, сохраняющую не только прямую l_0 , но и ещё одну прямую l_1 , не пересекающую l_0 и лежащую на T_0 (напр., $z_0 = -z_2, z_1 = -z_3$), то на M получим классич. представление Лоренц группы.

Если в CP^3 вместо 4-параметрического семейства прямых рассмотреть 8-параметрическое семейство кривых 2-го порядка, то в нём можно описать подсемейства (зависящие от 4 вещественных параметров), на к-рых реализу-

ются автодуальные решения ур-ния Эйнштейна и для этих метрик можно дать явные выражения.

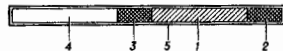
Теория T не только позволила применить новый матем. аппарат к разл. задачам теоретич. и матем. физики, но и имела серьёзное обратное влияние на математику, прежде всего в области 4-мерной топологии.

Лит.: Твисторы и каллибровские поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1983; Гиндикин С. Г., Комплексный мир Роджера Пенроуза, в сб.: Математика сегодня, К., 1983, с. 16; Пенроуз Р., Риндиклер В., Спиноры и пространство-время, пер. с англ., М., 1988.

С. Г. Гиндикин.

ТВЭЛ (от тепловыделяющей элемент) — основной элемент ядерного реактора, в к-ром находится ядерное топливо, ядерное горючее и генерируется тепло за счёт деления ядер. Наиб. распространены ТВЭЛы в виде тонких (диаметр неск. мм) стержней, простирающихся на всю высоту активной зоны реактора. Активная зона содержит тысячи однотипных ТВЭЛов, образующих правильную решётку. Между ними прокачивается отводящий энергию теплоноситель (жидкость или газ). В ТВЭЛх используется металлический U (легированный для повышения стабильности) или оксиды U в виде керамики, иногда с добавкой Pu. Также применяют в т. н. дисперсионное топливо, в к-ром крупицы топлива включаются в матрицу из неделающегося материала с высокими теплопроводностью и радиационной стойкостью (см. Радиационная стойкость материала). Герметичная оболочка предохраняет топливо от контакта с теплоносителем и придаёт ТВЭЛу необходимую механич. прочность. Материал оболочки (силыси циркония, нержавеющей стали и др.) имеет низкое сечение захвата нейтронов т. н. реакторного спектра, обладает хорошей совместимостью с топливом и теплоносителем в рабочем интервале темп-р, мало изменяет механч. свойства в нейтронном поле. Ко всем материалам ТВЭЛов предъявляются высокие требования к чистоте, в первую очередь отсутствие примесей, сильно поглощающих нейтроны.

Параметры ТВЭЛа энергетич. реакторов: рабочая верхняя темп-ра (темп-ра оболочки) для реакторов с водяным теплоносителем $\approx 300^\circ C$, для реакторов с жидким Na при 600—700°C; т. п. линейная теплонапряжённость до 500—600 Вт на 1 см длины стержня; выгорание топлива (доля выгоревших к концу рабочего периода атомов топлива) в тепловых реакторах 3—5%, в быстрых реакторах 7—10% (1% выгорания соответствует выработке 10^4 МВт·сут тепловой энергии на 1 т топлива).



ТВЭЛ быстрого реактора: 1 — участок активной зоны (ядерное топливо); 2, 3 — торцевые экраны (оболочанный уран); 4 — газосборник; 5 — оболочка (нержавеющая сталь).

На рис. изображен схематич. разрез ТВЭЛа быстрого реактора (см. Реактор-размножитель). В нём кроме активной части, содержащей ядерное топливо, имеются торцевые экраны из оболоченного урана для утилизации покидающих активную зону нейтронов, а также полость для сбора выходящих из топлива осколочных газов для снижения внутр. давления при глубоком выгорании.

После достижения номинального выгорания и окончания кампании (рабочего периода) ТВЭЛы выгружаются из реактора и заменяются. Длительность кампании исчисляется временем работы реактора в нересчёте на полную мощность и составляет месяцы или годы. Увеличение кампании и, следовательно, выгорания ограничено ухудшением способности поддерживать цепную реакцию деления из-за выгорания топлива и накопления поглощающих нейтроны осколков и опасности разрушения ТВЭЛа под действием длит. интенсивного облучения и высокой темп-ры в реакторе. Допускаются сотые (или тысячные) доли процента вероятности выхода ТВЭЛа из строя.

Лит.: Олалдер Д., Теоретич. основы тепловыделяющих элементов ядерных реакторов, М., 1982. О. Д. Калачовский.

ТЕЙЛОРА РЯД—степенной ряд, описывающий поведение данной функции $f(x)$ в окрестности заданной точки. Точнее, если $f(x)$ в точке x_0 имеет бесконечное число производных, то её Т. р. имеет вид

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{f^{(k)}(x_0)}{k!} (x-x_0)^k. \quad (*)$$

Т. р. назван по имени Б. Тейлора (В. Taylor), опубликовавшего ряд (*) в 1715. При $x_0=0$ Т. р. часто называют рядом Маклорена.

Если $f(x)$ имеет в точке x_0 производные вплоть до N -го порядка, то

$$f(x) = \sum_{k=0}^N \frac{f^{(k)}(x_0)}{k!} (x-x_0)^k + o_N(x-x_0).$$

где $o_N(x-x_0)/|x-x_0|^N \rightarrow 0$ при $x \rightarrow x_0$ (Фла Тейлора с остаточным членом в форме Пеано).

Если $f(x)$ в некотором интервале, содержащем точку x_0 , имеет непрерывные производные до порядка $N+1$, то для любого h из этого интервала

$$f(x) = \sum_{k=0}^N \frac{f^{(k)}(x_0)}{k!} (x-x_0)^k + R_N(x).$$

где для остаточного члена $R_N(x)$ существует несколько эквивалентных представлений, каждое из к-рых может быть удобным в той или иной конкретной ситуации. В частности,

$$R_N(x) = \frac{1}{N!} \int_{x_0}^x f^{(N+1)}(t) (x-t)^N dt$$

—остаточный член в интегральной форме;

$$R_N(x) = \frac{(x-x_0)^{N+1} f^{(N+1)}(x_0 + \theta(x-x_0))}{(N+1)!}, \quad (0 < \theta < 1)$$

—остаточный член в форме Лагранжа;

$$R_N(x) = (x-x_0)^{N+1} \frac{f^{(N+1)}(x_0 + \theta(x-x_0))}{(N+1)!} (1-\theta)^N, \quad (0 < \theta < 1)$$

—остаточный член в форме Коши.

Особую важную роль Т. р. играет в теории *аналитических функций*. Эта роль определяется следующим утверждением. Пусть $f(z)$ голоморфна в круге $\{z: |z-z_0| < R\}$. Тогда в этом круге

$$f(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{f^{(k)}(z_0)}{k!} (z-z_0)^k,$$

причём ряд в правой части этой формулы сходится абсолютно и равномерно в любом круге $\{z: |z-z_0| < r\}$ для любого $r < R$. В частности, если $f(z)$ голоморфна во всей комплексной плоскости (целая функция), то её Т. р. сходится к ней абсолютно всюду в этой плоскости, причём сходимость равномерна при любом ограничении множестве.

Лит. см. пр. ст. *Аналитическая функция*. Б. И. Завьялов.

ТЕКСТУРА—преимущественная пространственная ориентация кристаллов, зёрен в поликристаллах или молекул в аморфных средах, жидких кристаллах, полимерах, биологических кристаллах, приводящая к анизотропным свойствам. Термином «Т.» часто обозначают также среду, элементы к-рой обладают указанным свойством. Т. образуются в природных условиях (минералы, биол. ткани) и могут быть получены искусственно, например, поликристаллы из ориентированных игольчатых или пластинчатых зёрен, *электретов*, состоящие из одинаково направленных электрич. дипольев, магн. материалы и др. Образование Т. связано с действием внеш. или внутр. сил, вызывающих предпочтительную ориентацию кристаллов или молекул, к-рые обладают анизотропными свойствами.

Ориентирующее действие могут оказывать механич., тепловые, электрич. и магн. поля. Т. возникает при фазовых переходах, кристаллизации, рекристаллизации, магн. и сегнетоэлектрич. превращениях, адсорбции, эпитаксиальном наращивании (см. *Эпитаксия*), вакуумном и электролитич. осаждении, механич. воздействиях на металлы и полимеры и т. д. Характер Т. определяется условиями её получения. Так, при рекристаллизации металлов на Т. влияют температурный режим, предшествующая обработка, содержание примесей. При деформации полимеров Т. чувствительны к форме образца, темп-ре и скорости деформации. Наличие Т. влияет на механич., электрич., магн. и др. свойства материалов. Напр., прочность текстильных волокон в значит. степени обусловлена их текстурированным состоянием.

Различают осевые Т. (предпочтительная ориентация элементов относительно одного выделенного направления), плоские (ориентация относительно предел. плоскости) и холные (наличие выделенных плоскости и некоего направления в ней). Возможно образование сложных Т. с неск. видами ориентаций. Исследования Т., включающее определение размеров и взаимной ориентации элементов, осуществляется рентгено-, электронография и оптич. методами.

Ряд специально приготовленных текстурированных материалов применяется в технике—пьезокерамика, электреты, стекловолокнистые армированные высокопрочные материалы (стеклопластики), *поляроиды* из липидно дирихных молекул (см. *Дихроизм*), ориентированно расположенных в растянутых полимерных плёнках, керамич. высокотемпературные *сверхпроводники*.

Лит.: Шубников А. В. Пьезоэлектрические текстуры, М.—Л., 1946; Банн Ч. Текстура полимеров, в кн.: Волокна из синтетических полимеров, под ред. Р. Хилла, пер. с англ., М., 1957; Кудрявцев И. П., Текстуры в металлах и сплавах, М., 1965.

Э. М. Эпштейн.

ТЕКСТУРА МАГНИТНАЯ—см. *Магнитная текстура*.

ТЕКУЧЕСТЬ—свойство тел пластически или вязко деформироваться под действием напряжений; характеризуется величиной, обратной *вязкости*. У вязких сред (газов, жидкостей) Т. проявляется при любых напряжениях, у пластичных твёрдых тел—лишь при напряжениях, превышающих предел Т.

У разл. сред существуют разные механизмы Т., определяющие сопротивление тел пластическому или вязкому течению. У газов механизм Т. связан с переносом импульса из тех слоёв, где имеется преобладающее движение молекул газа в направлении течения, к слоям, у к-рых это движение меньше. У жидкостей механизм Т. представляется собой преобладающую диффузию в направлении действия напряжений. Элементарным актом при этой диффузии является скачкообразное перемещение молекулы или пары молекул либо сегмента макромолекулярной цепи (у высокомолекулярных веществ), сопровождающееся переходом через энергетич. барьер. У кристаллин. твёрдых тел Т. связывается с движением разл. рода дефектов в кристаллах: точечных (*вакансий, междоузлий*), линейных (*дислокаций*) и объёмных (*краулоунов*), течение может быть обусловлено *двойничанием*, вызванным напряжением. Происходящее по времени течение металла при высоких темп-рах, полимеров и др. наз. *получастное материалов*.

С явлениями Т. приходится сталкиваться как на Земле, так и в космосе. На Земле Т. проявляется в дрейфе материков, глобальных тектонич. процессах, рифтогенное движение в атмосфере и гидросфере, движениях горных массивов, течения ледников. В технике с явлениями Т. сталкиваются, напр., при движении газов и жидкостей по трубам и в аппаратах разл. производств, в трубопроводном транспорте пульпы при выполнении земляных работ и в горных выработках способом гидромеханизации. Плетение, течения и ползуность имеют место в разл. элементах конструкций, работающих при высоких нагрузках, при изготовлении изделий способами штампования,ковки, прессования, литья под давлением, при спекании порошков.

Феноменологически теория течения разл. материалов строится на основе обычных в механике сплошных сред допущений об однородности, сплошности и изотропности тел. Гипотеза изотропности оказывается несримемой к монокристаллам твёрдых тел и жидким кристаллам, ориентированным полимерам, композиционным материалам с волокнистыми наполнителями, иск-рым аннотропным материалам, для всех них построены теории аннотропного тела. Свойства Т., вязкости описываются соотношениями, связывающими напряжения и скорости деформации. В гидродинамике вязкой жидкости Т. считается независимой от приложенного касательного напряжения (при деформации сдвига) или давления (при деформации объёма). Для *нелинейно-вязкой жидкости* Т. изменяется в зависимости от касательного напряжения (при деформации сдвига) или давления (при деформации объёма). Для тел в состоянии полнотечи нелинейные соотношения, определяющие Т., записываются в виде кинетических дифференц. или интегральных ур-ий, согласно которым на состояние тела в данный момент влияет предыстория напряж.-деформированного состояния. Так, при сдвиге Т. возрастает с ростом приложенного касательного напряжения, при растяжении с ростом нормального напряжения Т. падает. Движения макромолекулярных цепей при течении высокомолекулярных соединений (в т. ч. полимеров) напоминают движения пресмыкающихся при их перемещении и из. релактации.

Особо высококу Т. у металлов при низких темп-рах, называемую *сверхтекучестью*, установил П. Л. Капица (1938), её физ. теорию построил Л. Д. Ландау (1941).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Работнов Ю. Н., Механика деформируемого твёрдого тела, 2 изд., М., 1988; Жень-Ж. де. Идеи скелетина в физике полимеров, пер. с англ., М., 1982; Peterson A. R., A first course in fluid dynamics, Camb., 1985. И. И. Маловин

ТЕЛЕВИДЕНИЕ — область в науке и технике, связанная с передачей на расстояние изображений неподвижных и движущихся объектов и использующая радиоэлектронные устройства. Передача изображений представляет собой последовательность трёх физ. процессов: преобразование световой энергии объекта в электрич. сигнал (анализ изображения); передача электрич. сигнала по каналу связи от источника к получателю; преобразование электрич. сигнала в изображение (синтез изображения).

Осн. принципом Т. является идея последоват. передачи изображения по элементам, предложенная независимо в 1879—80 А. де Пайвой (A. de Paiva) и П. И. Бахметьевым. Отражённый или излучённый каждой деталью объекта световой поток образует изображение, изменяющееся во времени; каждый элемент изображения характеризуется изменяющимися во времени пространственными координатами x, y, z , мгновенными значениями яркости L и цветности (определяемой цветовым тоном λ и чистой силой p), т. е. описывается функцией $F_i(L, x, y, z; \lambda, p, t)$ (см. *Колориметрия, Цвет*).

Элементом изображения в передающем устройстве наз. участок изображения, в пределах к-рого происходит усреднение освещённости в процессе её преобразования в электрич. сигнал, в приёмном устройстве — световое пятно, образованное сфокусированным электронным лучом, либо минимальная автономно управляемая часть дискретного изображения.

Изображение, образованное совокупностью элементов, в Т. наз. кадром, процесс поэлементной передачи кадра — развёрткой изображения, образованное в результате развёртки поле изображения — телевизионным растром. Число элементов и последовательность формирования телевизион. растра (стандарт разложения) определяются назначением системы и условиями её работы. В телевизионных и во многих специализир. системах Т. принята линейно-строчная развёртка, т. е. развёртка элементов с постоянным направлением и скоростью вдоль одной стороны кадра (развёртка строки, или строчная развёртка) и с постоянной скоростью чередования строк

и кадра в целом (кадровая развёртка). При линейно-строчной развёртке стандарт разложения характеризуют числом строк в телевизион. растре (z) и числом кадров, т. е. нолных изображений в секунду (n). Если получателем информации в телевизион. системе (ТС) является человек, число кадров в секунду должно превышать собственную зрению критич. частоту слияния мельканий ($f_{\text{чел}}^{\text{крит}}$), что обеспечит непрерывное и наименьшее восприятие изображений.

Анализ (передача) и синтез (приём) изображения должны осуществляться синхронно и синфазно, что обеспечивается принудит. синхронизацией развёрток. Точность синхронизации и постоянство скоростей развёртки по строке и по кадру определяют точность воспроизведения изображения и геом. (координатное) соответствие изображений на входе ТС и на её выходе. ТС включает в себя комплекс техн. средств, иеречень и устройство к-рых зависит от назначения системы. В обобщённом виде, характерном для любой ТС, осн. устройства и их взаимосвязь представлены на рис. 1.

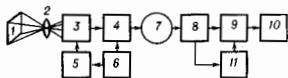


Рис. 1. Обобщённая функциональная схема телевизионной системы: 1 — объект передачи; 2 — оптическое устройство; 3 — преобразователь свет — сигнал; 4 — усильтель-формирователь полного сигнала; 5 — развёртывающее устройство; 6 — генератор синхронизирующих импульсов; 7 — канал связи; 8 — усильтель и селектор сигналов; 9 — преобразователь свет — сигнал; 10 — получатель информации.

Параметры телевизионного изображения. Излучающий (светящийся) или отражающий внеш. световой поток объект может быть представлен функцией яркости $L(x, y, z, \lambda, t)$. Телевизион. изображение (ТИ) этого объекта также представляется как функцию яркости $L(x', y', z', \lambda', t)$ либо как функцию освещённости $E(x', y', z', \lambda', t)$ в координатах (x', y', z') пространства изображений. Оператор $P\{\cdot\}$, отражающий соответствие световых характеристик ТИ и объекта,

$$P\{L(x, y, z, \lambda, t)\} = L(x', y', z', \lambda', t)$$

для любой реальной отображающей системы отличен от единицы ($P\{\cdot\} \neq 1$), т. е. всегда имеет место искажения в преобразовании пространства объекта в пространство изображения.

Изображения могут быть изменяющимися во времени (динамическими) или неизменяющимися (статическими), объёмными или плоскими. В зависимости от λ различаются три группы изображений: цветные, ахроматические и монохроматические. По сравнению с цветным изображением, для к-рого $L = L(x, y, z, \lambda', t)$, спектр излучения каждого элемента ахроматич. изображения одинаков, т. е. $L(\lambda') = \text{const}$. Монохроматич. изображения — частный случай ахроматических и имеют узкий спектр каждого элемента изображения около центр. длины волны. В Т. не накладывается ограничений на области определения функции $L(x, y, z, \lambda, t)$, изображения могут рассматриваться в рентг., УФ-, видимой, ИК- и др. областях спектра эл. магн. излучения.

Ф-ция яркости (или освещённости) всегда конечна и положительна, т. е. $0 \leq L \leq L_{\text{макс}}$, где $L_{\text{макс}}$ — макс. яркость в поле изображения. Ф-ция яркости можно представить в дискретной форме, напр. плоское ахроматич. статич. изображение может быть представлено в виде матрицы $n_x \times n_y$, т. е. $L = L(i, j)$, где $i = 1, \dots, n_x$; $j = 1, \dots, n_y$; такое изображение наз. дискретным с числом элементов $n = n_x \times n_y$. В цифровых системах Т. при обработке изображений используется квантование ф-ции яркости: $L = [L_1, \dots, L_k]$; частный случай квантованного изображения — двоичное изображение, $L = \{0, 1\}$.

Принципы формирования ТИ, его параметры, как и параметры ТС в целом, должны быть согласованы с характеристиками зрения. При определении качества ТИ оцени-

вается его подобие входному оптич. изображению или изображению объекта, наблюдаемому непосредственно глазом, т. е. отличие оператора $P\{\cdot\}$ от 1. Для получения количеств. оценок ТИ и ТС используют измеремые параметры: формат изображения $k=l/h$ (где l —ширина, h —высота изображения); размер, определяемый при заданном формате k высотой ТИ (h) или диагональю (D); яркость L , оцениваемая обычно по макс. яркости L_{\max} отд. участков изображения; контрастность изображения $K_n = L_{\max}/L_{\min}$ или относит. контраст $\bar{K} = (L_{\max} - L_{\min})/L_{\max}$ (где L_{\max} и L_{\min} — яркости самого светлого и самого тёмного участков ТИ); чёткость, определяемая числом условных или реальных элементов разложения $N = kZ^2$ (где Z —число строк разложения, k —формат); для дискретного изображения $N = n_x \times n_y$; поперечная и продольная чёткость определяются числом элементов на высоту и ширину ТИ; реальная чёткость (поперечная и продольная) измеряется макс. числом чёрных и белых линий, воспроизводимым на заданном отрезке с заданным контрастом; отношение сигнал/шум $\Psi = U_c/U_n$, где U_c —размах сигнала, U_n —эфф. значение флуктуац. помехи (для оценки восприятия помех глазом необходимо знать также распределение спектральной плотности мощности помех); характер воспроизведения градаций яркости (γ -искажения) в пределах яркостного динамич. диапазона, оцениваемый по степени отклонения от линейного изменения ступеней градаций яркости в ТИ при линейном законе изменения в исходном изображении; цветовоспроизведение, характеризуемое измеряемой в колориметрии. единицах степенью отклонения цветности в ТИ от цветности тех же участков исходного изображения; неравномерность воспроизведения по полю ТИ участков, имеющих одинаковые яркости в исходном изображении; геом. искажения, характеризующие точность воспроизведения в ТИ координат отд. элементов исходного изображения.

При характеристике ТИ в ряде случаев используется интегральная оценка качества изображения путём сравнения его с входным изображением в одинаковых условиях наблюдения. С этой целью вводятся категории тождественного, физически точного, физиологически точного и психологически точного воспроизведения (последнее характерно для представления при чёрно-белом Т. реальной многоцветной сцены).

Дополнит. параметры вводятся при оценке качества ТИ, представляющего собой графическую, знако-цифровую, символическую, двух- или многоградационную, ахроматическую или цветную информацию. К таким параметрам относятся: число элементов, используемых для формирования знака (число строк на знак, элементов в строке на знак и т. д.); форма символов и длина алфавитных символов, используемых при формировании ТИ; число цветов и их спектральные характеристики при визуальном кодировании информации цветом; непрерывность линий при воспроизведении геом. фигур, контуров, трасс и т. п., определяемая структурой телевиз. развертки или числом элементов в дискретном ТИ; число и различимость градаций яркости, используемых для визуального кодирования, и др.

При исследовании ТИ с целью извлечения количественной информации об объектах, явлениях и процессах, протекающих в поле наблюдения, проводятся анализ и обработка ТИ. В большинстве случаев при этом отпадает необходимость исходить при оценке качества изображений из свойств зрительной системы человека. Типичными параметрами ТИ, используемыми при их анализе и обработке, являются: гистограмма распределения яркости элементов изображения (прямая или нормированная к общему числу элементов); площадь объектов при их классификации; структура—пространственная организация элементов в пределах конечного участка изображения, описываемая определ. статистич. характеристиками распределения яркости или цветности; корреляц. характеристики изображений, в т. ч. межстрочная и межкадровая корреляция.

Телевизионные системы и устройства. Комплекс вещательной ТС включает в себя (рис. 2) программные телецен-

тры разл. уровня (1, 7, 9), наземные пункты спутниковой связи (2, 5, 6), радиорелейные линии прямой видимости (8) и кабельные магистрали (12), спутники связи (3, 4), телепередатчики, ретранслирующие сигналы программных телецентров на границах зоны уверенного приёма (10), аппаратуру кабельного телевидения (11), индивидуальные спутниковые приёмники (13). Связь между ТС разл. государств (Интервидео, Евровидео) осуществляется через международные радиорелейные линии, а также через спутники связи («Молния», «Интерсат», «Горизонт» и др).

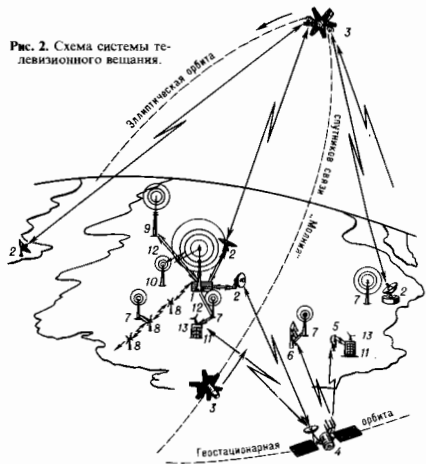


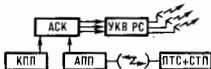
Рис. 2. Схема системы телевизионного вещания.

Для обеспечения телевещанием в России используют космич. ретрансляторы 2 типов—на эллиптической орбите (с апогеем 40 тыс. км и перигеем 500 км; тип «Молния») и на геостационарной орбите (в плоскости экватора с высотой ок. 36 тыс. км; тип «Горизонт»). В первом случае для обеспечения непрерывной связи на орбите одноврем. должно находиться неск. спутников, и антенна наземной станции, отслеживая их перемещение, переключается с одного на другой по мере выхода и входа спутников в зону радиовидимости. Спутник 2-го типа находится в определ. точке экваториальной орбиты (без учёта естеств. прецессии), поэтому наземная антенна постоянно направлена на него, приёмные станции значительно проще и дешевле, уровень сигнала стабильн. Недостаток 2-го варианта, с учётом особенностей территории России,—невозможность телевиз. вещания на северные районы, для чего используют спутники 1-го типа.

Программные телецентры и ретрансляторы работают на УКВ в метровом и дециметровом диапазонах. В быв. СССР для телевещания были выделены диапазоны: 48,5–66 МГц (каналы 1 и 2); 76–100 МГц (каналы 3, 4 и 5); 174–230 МГц (каналы 6–12); 470–622 МГц (каналы 21–39); 622–958 МГц (каналы 40–81, в т. ч. каналы 52–54 для линии «Космос»—«Земля» стационарных спутников); для линии спутниковой связи, устанавливаемой также для передачи многоканальных телефонных сообщений, цифровой информации, телеграфных и фототелеграфных сигналов, были отведены диапазоны: 620–790 МГц; 3,4+8,4 ГГц; 11,7–12,5 ГГц; 40,5–42,5 ГГц; 84+86 ГГц; для линий подачи сигналов телепрограмм на спутниковые ретрансляторы были выделены полосы (ГГц): 10,7–11,7;

14,0 ÷ 14,5; 14,5 ÷ 14,8; 17,3 ÷ 18,1; диапазоны частот выше 15 ГГц находятся на стадии освоения.

Рис. 3. Структурная схема программного телевизионного центра.



Структурная схема программного телецентра (рис. 3) включает комплексы: аппаратно-студийный (АСК), консервации и подготовки программ (КПП), передающих телевизионных станций (ИТС) и стационарных трансляц. пунктов (СТП), аппаратный приём программы от ИТС и СТП (АПП) и УКВ-радиостанций (УКВРС).



Рис. 4. Структурная схема передающей части монохромной системы вещательного телевидения.

Тракт вещательного Т. имеет отд. тракты передачи изображения и звукового сопровождения. На рис. 4 приведена упрощённая структурная схема передающей части монохромной системы вещательного Т. Сигнал изображения от передающей трубки предварительно усиливается непосредственно в телекамере, затем в промежуточном и линейном усилителях осуществляется обработка сигнала (противошумовая, апертурная и у-коррекция, восстановление постоянной составляющей), а также формируются полный телеосигнал. В микропроцессорно-коммутационном устройстве осуществляется формирование программы, выбор передающей камеры (или видеомикрофона), смещение (вытеснение) изображений. С выхода линейного усилителя видеосигнал поступает в центр, аппаратуру и далее на радиопередатчик. Сигнал звукового сопровождения в вещательном Т. России передается на несущей, расположенной выше несущей изображения на 6,5 МГц и модулированной по частоте.

Для передачи цветовой информации могут быть использованы сигналы трёх цветоделимых изображений (E_R, E_G, E_B), пропорциональных яркостям красного, зелёного и синего цветов соответственно. Однако в связи с необходимостью выполнения условий совместимости вещательных систем чёрно-белого и цветного Т. и сокращения полосы, требуемой для передачи трёх сигналов, в совр. системах цветного Т. формируются и транслируются яркостный (чёрно-белый) и цветоразностные сигналы.

Требование совместимости включает три условия: прямую совместимость — возможность нормального приёма цветных передач на приёмники чёрно-белого Т.; обратную совместимость — возможность нормального приёма чёрно-белых передач на приёмники также и цветного Т.; профессиональную совместимость — равенство полос пропускания в каналах связи цветной и чёрно-белой систем Т. Передача и приём яркостного сигнала, соответствующего стандарту на чёрно-белом Т., обеспечивают выполнение

первых двух условий, а цветоразностные сигналы допускают относительно более узкополосную передачу цветовой информации и, как следствие этого, возможность уплотнения спектра сигнала и выполнение 3-го условия. Сигнал яркости в совместимых системах

$$E_Y = 0,299 E_R + 0,587 E_G + 0,114 E_B \quad (1)$$

определяется умножением предварительно у-корректированных сигналов трёх цветоделимых изображений с весовыми коэф., равными яркостным коэф. соответствующих цветов. В отечеств. системе вещательного цветного Т. используются цветоразностные сигналы

$$\begin{aligned} E_{R-Y} &= E_R - E_Y = +0,701 E_R - 0,587 E_G - 0,114 E_B, \\ E_{B-Y} &= E_B - E_Y = -0,299 E_R - 0,587 E_G + 0,886 E_B. \end{aligned} \quad (2)$$

численно определяемые разностью сигналов соответствующих цветоделимых изображений и яркостного сигнала; третий цветоразностный сигнал

$$E_{G-Y} = E_G - E_Y = -0,299 E_R + 0,413 E_G - 0,114 E_B$$

по каналу связи не передается. Он определяется матрированием в приёмнике из принятых по каналу связи сигналов:

$$E_{G-Y} = -\frac{0,299}{0,587} E_{R-Y} - \frac{0,114}{0,587} E_{B-Y}. \quad (3)$$

Цветоразностные сигналы обладают рядом особенностей: 1) при равнозначной передаче белого цвета ($E_R = E_G = E_B$) цветоразностные сигналы в белом $E_{R-Y} = E_{G-Y} = E_{B-Y} = 0$; 2) макс. значения цветоразностных сигналов $0 \leq |E_{R-Y}| \leq 0,701$, $0 \leq |E_{G-Y}| \leq 0,413$, $0 \leq |E_{B-Y}| \leq 0,886$ меньше макс. значений сигналов цветоделимых изображений $0 \leq E_R \leq 1$, $0 \leq E_G \leq 1$, $0 \leq E_B \leq 1$; 3) ср. размах цветоразностных сигналов существенно меньше максимального, поскольку насыщение цвета в изображении встречается относительно редко; 4) цветоразностные сигналы (с учётом особенностей цветового зрения человека) могут быть переданы в более узких полосах частот по сравнению с сигналами изменения яркости цветоделимых изображений, при этом важно, что полосы сигналов (2) могут быть сокращены примерно в одинаковой степени; 5) сигналы (2) удобны для использования в приёмнике, сигналы цветоделимых изображений формируются суммированием цветоразностных сигналов с яркостным, что может быть реализовано непосредственно на электродах цветного кинескопа.

Условия совместимости нутём передачи яркостного и цветоразностных сигналов реализованы в мире в 3 стандартных системах цветного Т. — NTSC, PAL, SECAM. Системы отличаются друг от друга способами модуляции цветовой поднесущей, видом цветоразностных сигналов и очередностью их передачи. Система NTSC (National Television System Committee) разработана в США, её стандарт принят в 1953, используется в 32 странах (США, Япония, Канада, Мексика, Южная Корея и ряд стран Южной Америки). Разработанная в ФРГ система PAL (Phase Alternation Line, со строчной переменной фазой) и сов.-франц. система SECAM (Sequentiel couleur a memoire, наследственная цветная с памятью) стандартизованы и приняты в эксплуатацию в 1967. 6 модификация PAL используется в 63 странах мира (ФРГ, Великобритания, Китай, Индия, Австрия и др.), 4 модификация SECAM эксплуатируется более чем в 41 стране (страны быв. СССР, Франция, страны Восточной Европы, Египет, Иран, Ирак, Греция, Нигерия и др.).

На рис. 5 представлена схема формирования видеосигнала в передающей части тракта системы SECAM. Цветная телекамера содержит три передающие трубки, изображение на к-рые поступает с объектива через дихроичный светофильтр (интсференц.) зеркала. В разл. вариантах цветных камер могут устанавливаться 4 трубки. В этом случае 4-я трубка служит для прямого формирования яркостного (чёрно-белого) сигнала. Используют камеры и с многосигнальными видеоканалами.

ного гетеродина приемника. Т. к. сигнал звукового сопровождения модулирован по частоте, а сигнал изображения — по амплитуде, в канале звука необходимо иметь ограничитель, устраняющий паразитную амплитудную модуляцию.

Помимо трактов изображения и звука телеприемник содержит блок формирования развертки. Для управления разверткой в видеостектора полный видеосигнал поступает на селектор, выделяющий и разделяющий сигналы синхронизации кадровой и строчной частоты.

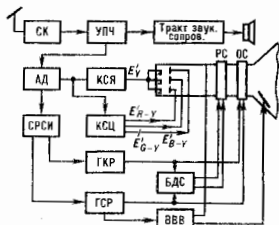


Рис. 9. Упрощенная функциональная схема цветного телеприемника.

В цветном телеприемнике (рис. 9) после видеостектора видеосигнал распределяется по двум каналам — каналу сигнала яркости (КСЯ) и каналу сигналов цветности (КСЦ). Совместимый сигнал яркости E_Y с выхода КСЯ поступает одновременно на все три катода кинескопа, а цветностные сигналы E_R-U , E_G-U , E_B-U с выхода КСЦ подаются на модуляторы соответствующих проекторов. Работа электронного коммутатора совместно с линией задержки в цветном телеприемнике системы SECAM, необходимых для восстановления непрерывной последовательности цветных сигналов, передаваемых через строку,

показывается на рис. 10. В приемниках с обычным мачтовым кинескопом импульсы строчной и кадровой развертки поступают также на блок дипичаи. сведения (БДС), где преобразуются в токи пилообразно-параболич. формы, подаваемые на регулятор сведения (РС). В телеприемниках с трубами с самосведением БДС отсутствует.

По характеру решаемых задач ТС могут быть разделены на группы: системы наблюдения, контроля и обучения; системы обнаружения и визуализации; системы анализа и обработки изображений. Существует и др. классификация ТС: по области применения (космические, медицинские, учебные и др.), по параметрам разложения и светотехн. характеристикам (малокадровые, скоростные, спектрональные, высокой четкости и др.); по типам каналов связи (замкнутые и открытые); по виду используемых фотоэлектрич. преобразователей (эл.-механич., электронные, рентгеночувствительные и др.); по методу получения цветных изображений (последовательные и одновременные).

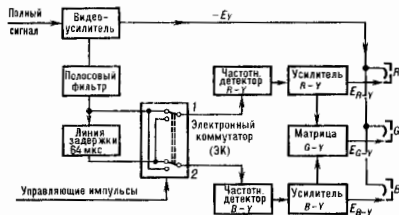
К числу систем наблюдения и контроля относятся ТС космич. аппаратов (КА). Их можно разделить на три группы: 1) ТС для передачи на борт и с борта телеинформации на вращательном стандарте; 2) узкополосные ТС для передачи изображений космич. объектов и поверхности Земли с движущихся КА; 3) ТС для передачи неподвижных изображений. Первые по принципам реализации практически не отличаются от наземной вращательной черно-белой и цветной аппаратуры, за исключением того, что при проектировании должны учитываться особые требования по надежности, возможностям работы в широком диапазоне темп-р, в т. ч. и в открытом космосе, по минимизации массы, габаритов, энергопотребления, по эл.-магн. совместимости с др. системами КА. Кроме того, требуется высокая помехоустойчивость канала связи, что обеспечивается оптимизацией системы кодирования телеинформации.

ТС 2-го вида действует в малокадровом режиме, т. е. передающая камера работает с циклом, время к-рого T_c устанавливается равным времени смены смыслового содержания в наблюдаемом изображении (с искр-вом перекрытием кадров). Благодаря тому что малокадровые системы при проведении маршрутной съемки (в процессе пролета КА над изучаемым районом Земли или космич. объекта) имеют различные циклы экспозиции T_{ex} , считывания информации T_{sc} и стирания и подготовки мишени T_{st} , удается пропорционально отношению T_{ex}/T_{sc} уменьшить полосу частот канала связи. Этот выигрыш в системах с высокой разрешающей способностью оказывается более 1000 раз, что позволяет решить проблему увеличения дальности телепередачи с КА. В ТС 2-го вида для этих целей используются также передающие устройства с бортовыми регистрирующими (запоминающими) средами и с разделенными этанами фиксации и передачи изображений (напр., фототекамеры).

ТС 3-го вида могут быть построены на основе оптико-механич. или электронных камер; достоинствами первых являются их предельная простота, высокая равномерность фона изображения, малый уровень нелинейности и геом. искажений, линейность световой характеристики, позволяющая обеспечить фотометрич. измерения в любой части спектра излучения.

В ТС 2-го и 3-го видов широко используют также методы сжатия спектра телеинформации путем исключения статистич. избыточности.

В группу ТС наблюдения, контроля и обучения входит многочисл. варианты систем учебного Т., обеспечивающие передачу изображений в аудитории по запросу обучаемого или преподавателя либо в соответствии с заранее записанной программой с диапроекторов, видеоматрицефонов, передачу с телескоп реальных сюжетов (хирургич. операций, физ. опытов, изображений в микроскопах и т. п.). Благодаря возможности увеличения ТИ подобные системы применяются в эдиоскопии, исследовании микроструктур и в микроэлектронной технологии, а также на пром. предприятиях, транспорте, в авиации. Как правило, эти системы строятся на базе техники вращательного Т. в сочетании со специализир. оптич. устройствами. Воспроизведе-



На выходе ЛЗ	$(B-Y)_{n,1}$	$(R-Y)_{n,1}$	$(B-Y)_{n,2}$	$(R-Y)_{n,2}$	$(B-Y)_{n,3}$	$(R-Y)_{n,3}$
На выходе ЛЗ	$(B-Y)_{n,1}$	$(R-Y)_{n,1}$	$(B-Y)_{n,2}$	$(B-Y)_{n,4}$	$(B-Y)_{n,4}$	
Положение ЭК	Верхнее	Нижнее	Верхнее	Нижнее	Верхнее	
На выходе 1ЭК	$(R-Y)_{n,1}$	$(R-Y)_{n,1}$	$(R-Y)_{n,2}$	$(R-Y)_{n,2}$	$(R-Y)_{n,3}$	$(R-Y)_{n,3}$
На выходе 2ЭК	$(B-Y)_{n,1}$	$(B-Y)_{n,2}$	$(B-Y)_{n,2}$	$(B-Y)_{n,4}$	$(B-Y)_{n,4}$	

$T_c = 64 \text{ мкс}$

Рис. 10. Функциональная схема формирования сигналов цветности (а) и виды сигналов цветности (б) в приемнике системы SECAM.

ного тетродина приёмника. Т. к. сигнал звукового сопровождения модулирован по частоте, а сигнал изображения — по амплитуде, в канале звука необходимо иметь ограничитель, устраняющий паразитную амплитудную модуляцию.

Помимо трактов изображения и звука телеприёмник содержит блок формирования разверток. Для управления развертками с видеодетектора полный видеосигнал поступает на селектор, выделяющий и разделяющий сигналы синхронизации кадровой и строчной частоты.

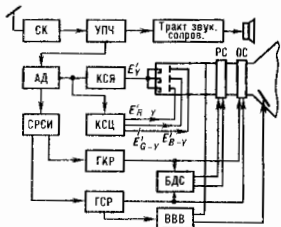
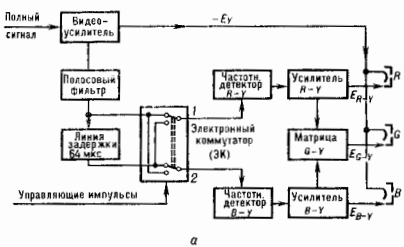


Рис. 9. Упрощённая функциональная схема цветного телевизионного приёмника.

В цветном телеприёмнике (рис. 9) после видеодетектора видеосигнал распределяется по двум каналам — каналу сигнала яркости (КСЯ) и каналу сигналов цветности (КСЦ). Совместимый сигнал яркости E_{γ} с выхода КСЯ поступает одновременно на все три катода кинопистона, а цветностные сигналы $E_{\beta-\gamma}$, $E_{\gamma-\beta}$, $E_{\gamma-\beta-\gamma}$ с выхода КСЦ подаются на модуляторы соответствующих проекторов. Работа электронного коммутатора совместно с линией задержки в цветном телеприёмнике системы SECAM, необходимой для восстановления непрерывной последовательности цветных сигналов, передаваемых через строку,



а

б

На входе ЛЗ	$(B-\gamma)_n$	$(R-\gamma)_{n+1}$	$(B-\gamma)_{n+2}$	$(R-\gamma)_{n+3}$	$(B-\gamma)_{n+4}$	$(R-\gamma)_{n+5}$
На выходе ЛЗ	$(B-\gamma)_n$	$(R-\gamma)_{n+1}$	$(B-\gamma)_{n+2}$	$(R-\gamma)_{n+3}$	$(B-\gamma)_{n+4}$	$(R-\gamma)_{n+5}$
Положение ЭК	Верхнее	Нижнее	Верхнее	Нижнее	Верхнее	Нижнее
На выходе 1ЗК	$(R-\gamma)_{n+1}$	$(R-\gamma)_{n+1}$	$(R-\gamma)_{n+3}$	$(R-\gamma)_{n+3}$	$(R-\gamma)_{n+5}$	$(R-\gamma)_{n+5}$
На выходе 2ЗК	$(B-\gamma)_n$	$(B-\gamma)_{n+2}$	$(B-\gamma)_{n+2}$	$(B-\gamma)_{n+4}$	$(B-\gamma)_{n+4}$	$(B-\gamma)_{n+6}$

$T_c = 64 \text{ мкс}$

Рис. 10. Функциональная схема формирования сигналов цветности (а) и виды сигналов цветности (б) в приёмнике системы SECAM.

показывается на рис. 10. В приёмниках с обычным массочным кинескопом импульсы строчной и кадровой развертки поступают также на блок динамик сведения (БДС), где преобразуются в токи пилообразно-параболической формы, подаваемые на регулятор сведения (РС). В телеприёмниках с трубками с самосведением БДС отсутствует.

По характеру решаемых задач ТС могут быть разделены на группы: системы наблюдения, контроля и обучения; системы обнаружения и визуализации; системы анализа и обработки изображений. Существуют и др. классификации ТС: по области применения (космические, медицинские, учебные и др.); по параметрам разрешения и светотехн. характеристикам (малокадровые, скоростные, спектральнональные, высокой чёткости и др.); по типам каналов связи (замкнутые и открытые); по виду используемых фотозлектрич. преобразователей (эл.-механич. электронные, рентгеночувствительные и др.); по методу получения цветных изображений (последовательные и одновременные).

К числу систем наблюдения и контроля относятся ТС космич. аппаратов (КА). Их можно разделить на три группы: 1) ТС для передачи на борт и с борта телеинформации на внешнемом стандарте; 2) узкополосные ТС для передачи изображений космич. объектов и поверхности Земли с движущихся КА; 3) ТС для передачи неподвижных изображений. Первые по принципам реализации практически не отличаются от наземной внешательной чёрно-белой и цветной аппаратуры, за исключением того, что при проектировании должны учитываться особые требования по надёжности, возможностям работы в широком диапазоне темп-р, в т. ч. и в открытом космосе, по минимизации массы, габаритов, энергопотребления, по эл.-матн. совместности с др. системами КА. Кроме того, требуется высокая номеологичность канала связи, что обеспечивается оптимизацией системы кодирования телесигнала.

ТС 2-го вида действует в малокадровом режиме, т. е. передающая камера работает с циклом, время к-рого T_n устанавливается равным времени смены смыслового содержания в наблюдаемом изображении (с некр-ым перекрытием кадров). Благодаря тому что малокадровые системы при проведении маршрутной съёмки (в процессе пролёта КА над изучаемым районом Земли или космич. объекта) имеют отдельные циклы экспозиции T_{ex} , считывания информации $T_{сч}$ и стирания и подготовки мишени $T_{п}$, удается проранжировать относительно T_n/T_{ex} уменьшить полюсу частот канала связи. Этот выигрыш в системах с высокой разрешающей способностью оказывается более 1000 раз, что позволяет решить проблему увеличения дальности телепередачи с КА. В ТС 2-го вида для этих целей используются также передающие устройства с бортовыми регистрирующими (запоминающими) средами и с разделёнными этапами фиксации и передачи изображений (напр., фототелекамеры).

ТС 3-го вида могут быть построены на основе оптико-механич. или электронных камер; достоинствами первых являются их предельная простота, высокая равномерность фона изображения, малый уровень нелинейности и геом. искажений, линейность световой характеристики, позволяющая обесценить фотометрич. измерения в любой части спектра излучения.

В ТС 2-го и 3-го видов широко используют также методы сегатия спектра телесигнала путём исключения статистич. избыточности.

В группу ТС наблюдения, контроля и обучения входят многочисл. варианты систем учебного Т., обеспечивающие передачу изображений в аудитории по запросу обучаемого или преподавателя либо в соответствии с заранее записанной программой с диапроекторов, видеомагнитофона, передачу с телескам реальнх сюжетов (хирургич. операций, физ. опытов, изображений с микроскопов и т. п.). Благодаря возможности увеличения ТИ подобные системы применяются в эндоскопии, исследовании микроструктур и в микроэлектронной технологии, а также на иром. предприятиях, транспорте, в авиации. Как правило, эти системы строятся на базе техники внешательного Т. в сочетании со специализир. оптич. устройствами. Воспроизведе-

ние изображений осуществляется и на электронно-лучевых трубках прямого видения, и на проекц. установках с большими экранами.

Системы обнаружения и визуализации находят применение в дефектоскопии, устройствах ориентации летат. аппаратов, медицинской диагностике и др. областях. Телепреобразователи рентг. излучения позволяют создать систему с чувствительностью, близкой к предельной, определяемой флукутациями рентг. квантов на входе устройства. Это, во-первых, приводит к снижению дозы облучения и, во-вторых, значительно улучшает характеристики системы (разрешающую способность, контрастную чувствительность, освещенность рабочего места врача и т. д.). Оливвер, применение видеосистемы существенно расширяет возможности диагностики и исследований полученных изображений. Наиб. распространение получили рентгеноскопич. системы с *электронно-оптическими преобразователями*. Широко применяются телесистемы, чувствительные в ИК-области. Сформировалось отд. направление в этой технике — *тепловидение*, используемое в дефектоскопии, в технол. процессах изготовления и контроля микроскоп и электрорадиоэлементов, в воен. технике.

Системы анализа и обработки изображений применяются при изучении природных ресурсов Земли из космоса, управлении движущимися объектами, распознавании образов, количеств. оценке параметров объектов. Измерение геом. характеристик объектов (координат, длин прямолинейных и криволинейных отрезков, площадей) связано с необходимостью фиксации оптич. плотности или яркости фрагментов исследуемых изображений относительно временных и амплитудных характеристик сигналов изображения. При измерении топологич. характеристик (число объектов в заданном поле сканирования, связности и соответствующее число одес., двух-, трехъязыных и т. д. объектов, число пересечений и др.) могут быть выявлены элементы изображений но признаку превышения заданного порога яркости (формируются изоденсы — линии равной яркости), но признаку разной четкости и пр. Большинство известных методов счета объектов основано на использовании принципа распознавания сигнала «первой встречи» разлагаемого элемента с объектом и автоматич. счета этих сигналов, для чего служат *памяти устройств* с емкостью, соответствующей числу элементов в строке.

Измерение динамич. характеристик (скорости перемещения объектов в поле изображения, направления перемещения и траектории, распределения скоростей в потоках движущихся объектов, динамики изменения размеров фрагментов, изменения окраски объектов и др.) в большинстве случаев основано на корреляц. признаках. В нек-рых ТС этого вида измеряются одновременно корреляц. функция сигнала и его спектральная плотность.

Для измерения цветowych характеристик изображения поучают координаты цветности $m = U_1/(U_1 + U_2 + U_3)$, $n = U_2/(U_1 + U_2 + U_3)$, k -ые определяют цветодельными сигналами U_1, U_2, U_3 . Указанная процедура — цветная фильтрация — реализуется с помощью цифрового фильтра, на выходе к-рого формируется двоичный сигнал $Y_i(t)$, равный 1, если сканируемый участок имеет заданную цветность, и равный 0, если цветные координаты отличаются от заданных. В процессе такого анализа могут одновременно решаться задачи анализа геом., топологич. и динамич. характеристик сформированных двоичных изображений.

Перспектива развития Т., в первую очередь, — в переходе от аналоговой к цифровой форме ТС (цифровое Т.). Появление цифрового Т. позволяет прежде всего унифицировать оборудование аппаратно-студийного комплекса, что приведет к отмиранию многочисл. стандартов Т., в т. ч. и цветных, резко повысится качество изображений, появятся новые возможности в технологии телевидения, упрощается междунар. обмен телепрограммами, повысится надежность работы и стабильность параметров аппаратуры, к-рая сможет работать в бесподстроечном режиме, качественно изменится передача ТИ на большие расстояния за счет минимизации накопления искажений в цифровых ли-

ниях связи и применения кодов, обнаруживающих и исправляющих ошибки (см. *Кодирование информации*).

В развитии цифрового Т. естественно два этапа: первый, при к-ром аналоговый сигнал преобразуется в цифровую форму только для его обработки (в АСК, в преобразователях стандартов, в корректорах), для видеосигнала, для передачи по каналам связи, а затем преобразуется снова в аналоговую форму для трансляции существующими телецентрами и приема существующими телевизорами; второй этап, при к-ром преобразование передаваемого изображения в цифровой сигнал и обратное преобразование производится непосредственно в преобразователях «свет — сигнал» и «сигнал — свет», т. е. во всех звеньях тракта информация передается в цифровой форме. Осн. недостаток цифрового Т. — необходимость значительно более широкой полосы частот для цифрового сигнала. Эта проблема решается путем устранения избыточности информации в ТС и использования эфф. методов модуляции.

Еще одно перспективное направление в развитии Т. — разработка систем телевидения высокой четкости (ТВЧ). Разрабатываются возможности создания стандартов с 1050, 1125, 1250, 1375 строками в кадре. В СССР в 1960 — 1964 была разработана и опытные эксплуатируемая система кабельного Т. на 1125 строк, обеспечивающая в 4 раза большую четкость изображения по полю, чем в вещательном стандарте. Применятся эксперим. вещательная система с таким же стандартом для передачи цветного Т. Полоса канала яркости 20 МГц, сигнала цветности 7 МГц. Для распределения сигналов ТВЧ намечается использовать волоконно-оптич. линии связи. Целесообразно в ТВЧ изменить соотношение сторон экрана с 4/3 на 16/9, приблизившись к широкоформатному экрану. Значит, сложности встретятся при видеозаписи сигнала ТВЧ, при разработке цветных кинескопов. Перспективные лазерная запись на диски и дискретные воспроизводящие устройства (плоские экраны).

Среди перспективных направлений — ТС на основе голографии. Если создание системы стереотелевидения на разделенных изображениях (напр., одно изображение в одном цвете, другое — в другом) с очками дополнит. цветов теоретически не представляет собой сложности, то запись, передача и воспроизведение информации с точностью до фазы световой волны (что требуется при голографич. системе) — пока не реализованная задача. Для ряда проблем цветного голографич. телевидения еще не найдены принципиальные решения.

Лит.: Брейтбарт А. Я. Основы телевидения и бильдтелеграфии. М., 1935; Брауде Г. В. Коррекция телевизионных и импульсных сигналов. М., 1967; Брауде П. Ф., Росселевич И. А., Хромов Л. И., Космическое телевидение. 2 изд., М., 1973; Новаковский С. В. Стандартные системы цветного телевидения. М., 1976; Цифровое телевидение, под ред. М. И. Крыношева, М., 1980; Обработка информации в Центре управления космическими полетами. М., 1982; Бьюкер Р. Е., Сингалор В. М., Эйзенгардт Г. А., Телевидение. М., 1988; ГОСТ 7845-79. Система вещательного телевидения. Основные параметры. Методы измерений. И. И. Литвак.

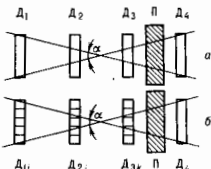
ТЕЛЕГРАФНЫЕ УРАВНЕНИЯ — уравнения в частных производных, описывающие процесс распространения эл.-магн. волн в *линиях передачи* (во коаксиальных кабелях, двухпроводных линиях и др.):

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -L \frac{\partial I}{\partial t} - RI, \quad \frac{\partial I}{\partial x} = -C \frac{\partial V}{\partial t} - GV.$$

Здесь $V(x, t)$ и $I(x, t)$ — напряжение и ток в линии; L и C — погонные (на единицу длины) индуктивность и емкость, зависящие от сечения проводов, расстояния между ними и свойств заполняющей среды; R и G — погонные сопротивление и проводимость, учитывающие токи утечки. Структура эл.-магн. поля в поперечном сечении линии предполагается квазистационарной, что выполняется для волн с длиной, существенно большей поперечных размеров линии. Т. у. приближенно описывают также распространение сигналов в линиях, состоящих из сосредоточенных емкостей, индуктивностей и сопротивлений при условии,

что различия величин V и I на соседних звеньях достаточно малы. В идеальном случае, когда $R=0$, $G=0$, эл.-магн. сигналы распространяются вдоль линии со скоростью $v=1/\sqrt{LC}$ без искажения и затухания. Если L и C зависят от частоты ω , то т.у. справедливы только для гармонич. волн и записываются для комплексных амплитуд тока I и напряжения V , так что $\partial I/\partial t$ и $\partial V/\partial t$ заменяются соответственно на $i\omega I$ и $i\omega V$.

ТЕЛЕКОП С ЧЕТЧИКОМ—система включённых по схеме совпадений и антисовпадений детекторов частиц, расположение и размеры к-рых определяют направление движения частиц и телесный угол, в к-ром они регистрируются (рис., а). Т.с. используют для пространственно-угл. селекц. элементарных частиц и ядерных фрагментов, напр. космич. излучения в заданных интервалах зенитного и азимутального углов (см. *Космические лучи*), пучков частиц, генерируемых ускорителем, а также для выделения акт. актов рассеяния, распада и взаимодействия частиц высокой энергии. *Совпадений метод* (и антисовпадений) позволяет отделить «полезный» сигнал, связанный с прохождением нужных частиц через Т.с., от фона, обусловленного посторонними частицами и шумами детектора. Угл. разрешение телескопа α определяется размерами крайних детекторов D_1 , D_4 .



Пример телескопа (а) и голокопа (б) счётчиков, регистрирующих частицы, идущие в угл. α и составляющиеся из ион. лотисея П. D_1, D_2, D_3 —детекторы совпадений; D_4 —детектор, включённый на антисовпадения; D_{1k}, D_{2k}, D_{3k} ($k=1, 2, \dots$)—элементы голокопа; P —подложитель (фильтр).

Т.с. создают на основе расположенных друг за другом *Гейгера счётчиков*, стримерных (дрейфовых) трубок, а также синциллиационных, полупроводниковых, черенковских и др. детекторов. Выходной сигнал Т.с. может служить быстрым триггером и использоваться для управления *координатными детекторами* и *трековыми детекторами частиц*, а также системой сбора данных.

Секционирование элементов Т.с., т.е. разделение их на ячейки меньшего размера, превращает Т.с. в т.н. *голокопы с счётчиками* (рис., б). Отд. ячейки голокопа образуют самостоятельные Т.с. с лучшим пространственно-угл. разрешением, т.е. выполняют одновременно и ф-ции координатных детекторов. Размеры таких ячеек сопоставляют от неск. см² (в голокопах на счётчиках Гейгера и стримерных трубках, в синциллиационных и черенковских голокопах) до 10^{-8} — 10^{-5} см² (в стриповых *полупроводниковых детекторах* и волоконных *синциллиационных детекторах*). Соединение голокопов в линию со спец. анализ. процессором позволяет производить быстрый топология. и кинематич. анализ событий и формировать триггер высокого уровня.

Телескопы и голокопы счётчиков являются составной частью спектрометров частиц и *комбинированных систем детекторов*, к-рые применяются в ядерной физике и физике высоких энергий, а также при исследовании космич. излучения.

Лит. см. при ст. *Комбинированные системы детекторов. Ионизационный калориметр.* Г. И. Мерзон.

ТЕЛЛУР (лат. Tellurium), Те,—хим. элемент главной подгруппы VI группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 52, ат. масса 127,60. В природе представлен 8 изотопами: ¹²⁰Те (0,096%), ¹²²Те (2,66%), ¹²⁴Те (0,908%),

¹²⁴Те (4,816%), ¹²⁵Те (7,14%), ¹²⁶Те (18,95%), ¹²⁸Те (31,69%) и ¹³⁰Те (33,80%), причём ¹²³Те, ¹²⁸Те и ¹³⁰Те слабо радиоактивны ($T_{1/2}$ соответственно ок. $1,3 \cdot 10^{13}$, 10^{14} и св. 10^{21} лет). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2 5p^6$. Энерг. последоват. ионизации 9,01, 18,6, 28,0, 37,4 и 58,8 эВ. Кристаллоном. радиус атома Т. 0,17 нм, радиус ионов Те²⁺ 0,211 нм, Те⁴⁺ 0,089 нм, Те⁶⁺ 0,056 нм. Значение электроотрицательности 2,1. Работа выхода электронов 4,73 эВ.

В свободном виде может находиться в кристаллич. и аморфном состоянии. Известны две модификации кристаллич. Т.: α -Те и β -Те, темп-ра фазового перехода 348 К. Компактный α -Те—серебристо-серое вещество с металлич. блеском, решётка гексагональная с параметрами $a=445,7$ пм и $c=592,9$ пм, плотность $6,272$ г/дм³, плотность аморфного Т. 6 г/дм³, $T_{пл}=449,5$ К, $T_{теп}=989,8 \pm 3,8$ К, теплёмкость α -Те 25,8 Дж/(моль·К), теплота плавления 17,5 кДж/моль, теплота испарения 51,0 кДж/моль. Темп-ра Дебая 128,8 К. При высоких давлениях Т. переходит в сверхпроводящее состояние, темп-ра перехода $T_c=2,05$ К (4,3 ГПа) и 4,25 К (8,4 ГПа). Т.—полупроводник, ширина запрещённой зоны $\Delta E=0,32$ —0,33 эВ (при 0 К). При темп-рах 20—250 К для Т. постоянная Холла отрицательна. Уд. электр. сопротивление 1,6 мОм·м (при 20°С), температурный коэф. электр. сопротивления $3,79 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹ (273—373 К). Коэф. теплового линейного расширения поликристаллич. Те (0,16—0,17) $\cdot 10^{-6}$ К⁻¹, теплопроводность 1,8 Вт/(м·К) (при 350 К).

Степени окисления Т. +4 и +6, реже +2 и -2. Образует разл. полупроводниковые соединения типа АТе (где А есть Ge или Sn), А₂Те (А есть As или Sb) и др.

Используется как легирующая добавка к чугуну, стали, цветным металлам и сплавам. Термометры Те—Cu и Те—Pt служат для измерения низких темп-р. Находит практич. применение искусств. радиоизотопы Т.: ^{121m}Те ($T_{1/2}=154$ сут), ¹²¹Те (17 сут), ^{123m}Те (119,7 сут), ^{125m}Те (57,4 сут), ^{127m}Те (109 сут), ¹²⁷Те (9,35 ч). С. С. Веродост.

ТЕМБРА в аку.—субъективная, т.е. определяемая на слух, характеристика качества звука, в осн. зависящая от его спектра (см. *Спектр звука*). Оценка звуков по Т. дополняет их характеристику по громкости и высоте звука и позволяет различать между собой звуки разных источников, напр. узнавать звуки определ. музыкальных инструментов. Для оценки Т. имеют значение кол-во и расположение составляющих в спектре и, в частности, наличие устойчивых групп составляющих, наз. формантами. Если в звуке мало обертонов, то Т. оценивается как глухой, пустой, неокрашенный; если сильно выражены первые обертоны—еочный, полный; если сильно выражены высшие составляющие в области 3000—6000 Гц—пронзительный, металлический, резкий, яркий (в тритовоположении туекому). Помимо спектра, на осущку Т. звука влияет динамика звука (напр., нарастание и спадание, импульсивность). Музыканты различают в звуке инструментов глубину, бархатистость, певучесть или гунавость. Системы таких терминов для описания Т. звука не существуют, и соответствие между ними и спектральными признаками не всегда установлено.

И. Г. Рукаво.

ТЕМНЫЙ РАЗРЯД—самостоятельный *Таунсенда разряд*.

ТЕМПЕРАТУРА (от лат. temperatura—належащее смешение, нормальное состояние)—физ. величина, характеризующая состояние термодинамич. равновесия макроскопич. системы. Т.—единственный термодинамич. параметр, к-рый одинаков для всех частей изолированной системы, находящейся в состоянии *равновесия термодинамического*. Если Т. тел различны, то при установлении между ними теплового контакта будет происходить обмен энергией (*теплообмен*): тело с большей Т. отдаст энергию телу с меньшей Т.; при одинаковой Т. теплообмена между телами не происходит. При неизменных внеш. условиях Т. всех тел системы выравниваются—наступает термодинамич. равновесие (первый постулат, или нулевое нача-

до термодинамики). Если к-л. тело A находится в тепловом равновесии с телом C , а тело B также находится в равновесии с телом C , то тела A и B также находятся в состоянии термодинамич. равновесия. Именно изотому мы можем сравнивать состояния теплового равновесия тел, не приводя их в непосредств. контакт, и ввести понятие T : тела A и B имеют одинаковую T , если каждое из них находится в термодинамич. равновесии с телом C (к-рым может быть, напр., термометр).

В отличие от др. физ. величин, таких, как длина, время и т. д., T не аддитивна и для её измерения нельзя ввести к-л. эталон. Измерение T осуществляется на основе тех или иных *уравнений состояния*, связывающих T с др. параметрами: объёмом, давлением и др. Такая связь и используется в *термометрах*; в качестве термометр. тела в них применяются спирт, ртуть или разл. газы и твёрдые тела. Изменение T регистрируется на изменениях объёма, давления или электрич. сопротивления термометрич. тела. Установленная, т. о., термометрич. шкала обладает свойствами, неслучайно, т. к. разл. тела ведут себя неодинаково при изменении T . Однако достаточно разрежённые (идеальные) газы расширяются одинаково при пост. давлении (или меняют давление при пост. объёме). Это позволяет установить *температурную шкалу*, не зависящую от вещества.

В термодинамике в общем случае T определяется как производная от внутр. энергии U по энтропии S : $T = \partial U / \partial S$. Такая T всегда положительна, и её паз. а абсолютной T (или T_0) по термодинамич. температурной шкале. За единицу T_0 в *Международной системе единиц* (СИ) принят кельвин (К). Часто, особенно в быту, T измеряют по шкале Цельсия (t); значение t связано с T равенством

$$t = T - 273,15 \text{ К} \quad (1 \text{ } ^\circ\text{C} = 1 \text{ К}).$$

Термодинамич. шкала T была введена У. Томсоном [W. Thomson (лорд Кельвин, Kelvin)] на основе *Карно теоремы*. Для этой же цели можно воспользоваться любым точным термодинамич. соотношением, в к-ром, кроме T , входят только экспериментально измеримые величины. Напр.,

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p \quad (1)$$

(p — давление, V — объём). Если через t обозначить к-л. эмпирич. T , отсчитываемую по шкале некач. термометра, то $T = T(t)$ и задача сводится к нахождению ф-ции $T(t)$. Из (1) следует

$$\frac{\partial T}{T} = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_V \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_T dt. \quad (2)$$

В правой части (2) стоят непосредственно измеримые величины: объём V , давление p и кол-во теплоты Q . Таким способом может быть найдена термодинамич. темп-ра T как ф-ция эмпирич. темп-ры t . Термодинамич. шкала T совпадает с температурной шкалой идеального газового термометра, если разности темп-р двух осн. реперных точек приписать одно и то же значение. Температурные диапазоны физ. явлений исключительно широко: практически от абс. нуля T . (см. *Низкие температуры*) до 10^{11} К и выше (высокие T). Абс. нуль T принципиально недостижим (вследствие *третьего начала термодинамики*).

В классич. статистич. физике абс. T пропорциональна ср. кинетич. энергии тела. На одну степень свободы, согласно теореме Больцмана о равномерном распределении кинетич. энергии по степеням свободы (см. *Равнораспределение закон*), приходится ср. кинетич. энергия $(1/2)kT$. Однако теорема Больцмана не справедлива в том случае, когда приходится учитывать квантовые эффекты. Согласно общему статистич. определению, абс. T , пропорц. модулю *канонического распределения Гиббса*: $\theta = kT$ (т. е. знаменателю в показателе экспоненты ф-ции распределения).

Строго определённой T характеризуется лишь равновесное состояние тел. Существуют, однако, системы, состоящие к-рым можно приближённо охарактеризовать несколько

кими не равными друг другу T . Напр., в плазме, состоящей из лёгких и тяжёлых заряж. частиц (электронов и ионов), при столкновениях частиц энергия быстро передаётся от лёгких частиц к лёгким и от тяжёлых к тяжёлым, но медленно от электронов к ионам и обратно. Если состояние системы электронов и системы ионов близки к равновесным, то можно ввести T электронов T_e и T ионов T_i , не совпадающие между собой.

Понятие T применяют также для характеристик неравновесных систем (см. *Термодинамика неравновесных процессов*) путём введения T , зависящей от координат и времени. В квантовой статистике используют обобщённое понятие T . Нек-рые квантовые системы могут находиться в возбуждённых состояниях, к-рые формально характеризуются как состояния с отрицат. абс. T . (см. *Отрицательная температура*). Это не противоречит термодинамике, т. к. последняя строго определяет T лишь равновесных состояний. Состояния же с отриц. абс. T расширяваемые в статистич. физике, термодинамически неравновесны.

Лит.: Сивухин И. В. Общий курс физики, т. 2. Термодинамика и молекулярная физика, М., 1979. Г. Я. Микшев.

ТЕМПЕРАТУРА КИПЕНИЯ — темп-ра равновесного состояния жидкости в пар при пост. внеш. давлении. Так как *кипение* — фазовый переход 1-го рода, T к. является темп-рой фазового перехода 1-го рода. Ниже приведены T к. нек-рых веществ при нормальном выпш. давлении (1013,25 гПа).

Вещество	$T_{\text{кип.}} \text{ } ^\circ\text{C}$	Вещество	$T_{\text{кип.}} \text{ } ^\circ\text{C}$
Водород	-252,6	Иод	184,35
Азот	-195,8	Глицерин	290,0
Аргон	-185,7	Серная кислота	ок. 300
Кислород	-182,98	Натрий	882,9
Хлор	-34,1	Цинк	906
Ацетон	56,24	Алюминий	2500
Метиловый спирт	64,5	Медь	2540
Этиловый спирт	78	Железо	2750
Азотная кислота	82,6	Осмиум	ок. 5000
		Титал	ок. 5500

ТЕМПЕРАТУРА ПЛАВЛЕНИЯ — темп-ра равновесного фазового перехода кристаллич. (твёрдого) вещества в жидкое состояние (плавления) при пост. внеш. давлении. Так как *плавление* — фазовый переход 1-го рода, T п. — один из видов темп-ры фазового перехода 1-го рода. Ниже приведены значения T п. для нек-рых веществ при нормальном давлении (1013,25 гПа).

Вещество	$T_{\text{пл.}} \text{ } ^\circ\text{C}$	Вещество	$T_{\text{пл.}} \text{ } ^\circ\text{C}$
Водород	-259,1	Нитробензол	5,8
Кислород	-218,7	Уксусная кислота	16,7
Азот	-210	Глицерин	17,9
Аргон	-189,3	Цезий	28,4
Этиловый спирт	-114	Нафталин	80,3
Хлор	-101	Натрий	97,8
Метиловый спирт	-97,9	Иод	113,6
Ацетон	-95,35	о-Камфора	178,5
Ртуть	-38,86	Цинк	419,5
Этил.бензил.оль	-12,3	Алюминий	660,4
		Мель	1084,5
		Железо	1539
		Вольфрам	3420

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ШКАЛА — способ получения числ. значений темп-ры посредством измерения др. физ. величины, с к-рой темп-ра связана известной зависимостью. Темп-ра t — величина неаддитивная (интенсивная), её в принципе невозможно измерить без использования T , ш., устанавливающей связь $t(x)$ темп-ры с измеримой величиной x , наз. *термометрическим свойством*. Термометрич. свойством может служить электрич. сопротивление металла, тепловое расширение жидкости, магн. восприимчивость парамагнетика и т. д. (см. *Термометр*).

Число возможных T , ш., различающихся по термометрич. свойству и виду зависимости $t(x)$, может быть неограниченно велико.

При введении зависимости $t(x)$ обычно задают значения темп-ры t_1 и t_2 для двух фиксированных (реперных) точек, в к-рых термометрич. свойство принимает значения x_1 и x_2 . В T . ш. Цельсия, Реомюра и Фаренгейта для t_1 принята темп-ра плавления льда со значениями соответственно 0°C , 0°R и 32°F ; для t_2 — темп-ра кипения воды при атм. давлении со значениями 100°C , 80°R и 212°F соответственно. Разность $t_2 - t_1$ наз. основным интервалом T . ш., к-рый определяет величину единицы темп-ры по данной T . ш. Соотношения для пересчета значений темп-ры из одной из приведённых шкал в другую имеет вид

$$t\text{ }^\circ\text{C} = 1,25 t\text{ }^\circ\text{R} = (5/9)(t\text{ }^\circ\text{F} - 32\text{ }^\circ\text{F}).$$

Осн. требование, к-рое, как правило, предъявляется к T . ш., — измерения по ней темп-ры должны совпадать с темп-рами, входящими в ф-лы термодинамики и статистич. физики, служащие основой для тепловых расчётов. Такая T . ш. наз. термодинамической. Она обычно вводится посредством цикла Карно, в к-ром рабочее тело идеальной тепловой машины получает от нагревателя тепло Q_1 и отдаёт холодильнику кол-во теплоты Q_2 ; отношение Q_1/Q_2 и клд машины $\eta = (Q_1 - Q_2)/Q_1$ оказываются ф-циями только темп-р нагревателя и холодильника, не зависящими ни от природы рабочего тела (*Кирпо теорема*), ни от T . ш., по к-рой эти темп-ры измерены. Поэтому при использовании кол-ва теплоты в качестве термометрич. свойства x для получения определ. T . ш. необходимо задать дополнит. условия как на вид ф-ции $T(x)$, так и на числовые значения термодинамич. темп-ры.

Созданию термодинамич. T . ш. предшествовало применение газового термометра, градуированного по шкале Цельсия, термометрич. свойством в нём служило давление p_1 . При темп-рах t_1 и t_2 термометрич. свойства $x_1 = p_1$ и $x_2 = p_2$, по совр. данным, отношение $p_2/p_1 = 1,3661$ и $p = p_0$ при $t = -273,15^\circ\text{C}$. При построении термодинамич. T . ш. У. Томсон (лорд Кельвин, 1850) сохранил размер единицы темп-ры таким же, как по T . ш. Цельсия, положив, что разность темп-р кипения воды при атм. давлении и плавления льда также равна 100. Второе допущение, определяющее зависимость темп-ры от термометрич. свойства, состояло в том, что отношение кол-ва теплот и темп-р в цикле Карно равно отношению темп-р: $Q_2/Q_1 = T_2/T_1$. В определённой термодинамич. T . ш. Кельвина наименьшая возможная темп-ра, соответствующая $\eta = 1$ в цикле Карно, имеет значение $T_1 = 0$ (абс. ноль), а в газовом термометре, заполненном идеальным газом, $p = 0$ при $T_1 = 0$. Второй реперной точкой термодинамич. T . ш., темп-ра по к-рой измеряется в кельвинах (К), служит точка плавления льда при атм. давлении: $T_2 = 273,15^\circ\text{K}$. Связь значений темп-ры по термодинамич. T . ш. $T(\text{K})$ и по газовому термометру, градуированному по шкале Цельсия, $t\text{ }^\circ\text{C}$ описывается ф-лой

$$T(\text{K}) = t\text{ }^\circ\text{C} + 273,15\text{ }^\circ\text{K}.$$

В США часто пользуются термодинамич. T . ш. Ранкина, в к-рой размер единицы темп-ры выбран таким же, как по T . ш. Фаренгейта; значения T по шкале Кельвина и по шкале Ранкина $T(\text{R})$ связаны соотношением $T(\text{K}) = 5/9 T(\text{R})$. Термодинамич. шкала может быть также введена согласно *второму началу термодинамики*; можно строго доказать, что темп-ра T определяется в этом случае как производная от энергии δ по энтропии S : $T = \delta\delta/dS$. совпадает с темп-рой, введённой посредством цикла Карно.

При измерении темп-ры по термодинамич. T . ш. на практике применяют, как правило, не цикл Карно, а одно из строгих следствий второго начала термодинамики, связывающих удобно измеряемое термометрич. свойство с термодинамич. темп-рой: законы идеального газа, законы излучения *абсолютно чёрного тела*, *Кюри закон* для идеального парамагнетика, *Найквиста формулу* для тепло-

вых флуктуаций напряжения на электрич. сопротивлении и т. д. Термометры, для к-рых $T(x)$ получена из этих соотношений, часто наз. *нервичными*. В интервале темп-р 3—400 К наиб. высокую точность измерения обеспечивает газовый термометр, а в интервале 400—1330 К — радиационный термометр. Реперные термометры высокой точности представляют собой, как правило, громоздкие устройства, непригодные для практич. измерений. Их назначение — устанавливать для практич. измерений T . ш. удобным чувствительным и стабильным вторичным термометром. Поскольку для термометрич. свойства вторичного термометра, напр. электрич. сопротивления металла, нельзя заранее найти точную зависимость $T(x)$, его градуируют по термодинамич. T . ш. в числе точек, достаточном для получения всей градуировочной кривой. Такая процедура очень трудоёмка, когда число градуируемых вторичных термометров велико. Если, однако, температурные зависимости однотипных вторичных термометров слабо отличаются друг от друга, что имеет место при использовании в термометрах сопротивления платины высокой чистоты, то процедура сильно упрощается. В этом случае измеряется и рассчитывается предельно точная стандартная зависимость электрич. сопротивления одного термометра от T , а малые поправки для градуировочных кривых остальных термометров вычитаются по результатам измерений их сопротивлений в небольшом числе реперных точек, темп-ры к-рых по термодинамич. T . ш. определены заранее.

Описанный способ градуировки термометров лежит в основе международной T . ш., к-рая воспроизводит темп-ры по термодинамич. T . ш. с мин. отклонениями от последней. Важное преимущество междунар. T . ш. — её независимость от конкретного термометра — носителя шкалы.

В 1990 Международный комитет по мерам и весам принял новую международную температурную шкалу МТШ-90, основанную на наиб. точных измерениях термодинамич. темп-р. Темп-ры осн. реперных точек МТШ-90 приведены в табл. В диапазоне от своего ниж. предела,

Температуры основных реперных точек МТШ-90

Температура, К	Вещество	Тип точки
от 0,65 до 5	He-3, He-4	$p(T)$
13,8033	H ₂	т. т.
17	H ₂ или He	$p(T)$ или г. т.
20,3	H ₂ или He	$p(T)$ или г. т.
24,5561	Ne	т. т.
54,3584	O ₂	т. т.
83,8058	Ar	т. т.
234,3156	Hg	т. т.
273,16	H ₂ O	т. т.
302,9146	In	т. т.
429,7485	Ga	т. п.з.
505,078	Zn	т. т.
692,677	Sn	т. т.
933,473	Al	т. т.
1234,93	Ag	т. т.

p_s , T_s — температура и давление насыщенных паров; т. т. — тройная точка; г. т. — газовый термометр; т. п.з. — точка плавления; т. з. — точка затвердевания.

равного 0,65 К, и до 5 К МТШ-90 воспроизводится по давлению насыщенных паров гелия. В интервале 3—13,8 К используется газовый термометр, а в интервале 13,8—24,5 К допускаются применения как газового термометра, так и платинового термометра сопротивления. Выше 24,5 К и вплоть до 1235 К МТШ-90 воспроизводится платиновым термометром, а при более высоких темп-рах — радиационным *пирометром*, измеряющим отношение спектральных плотностей светового потока абсолютно чёрным тел согласно *Планка закону излучения*.

В области темп-р ниже 0,65 К чаще других применяют T . ш., основанные на законе Кюри для магн. восприимчивости электронных и ядерных парамагнетиков, флуктуациях напряжений на электрич. сопротивлении, а также на

температурной зависимости давления в точке плавления гелия-3. Для градуировки этих и др. термометров обычно используют темп-ры перехода в сверхпроводящее состояние некоторых металлов и интерметаллидов, соединений, из к-рых самую низкую темп-ру имеет переход в вольфраме (15,5 МК), а также темп-ры перехода жидкого гелия-3 в сверхтекучее состояние (2,75 МК), перехода его во вторую сверхтекучую фазу (2,18 МК) и переход твердого гелия-3 в антиферромагн. состояние (1,1 МК). См. также *Низкие температуры*.

Лит.: Кричевский И. Р., Повяття и основы термодинамики, 2 изд., М., 1970; Куинн Т., Температура, пер. с англ., М., 1985.

Д. Н. Астров.

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — см. *Тепловое излучение*.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ВОЛНЫ — периодич. изменения рас-пределения темп-ры в среде, связанные с периодич. колебаниями плотности тепловых потоков, поступающих в среду. Т. в. испытывают сильное затухание при распространении, для них характерна значит. дисперсия — зависимость скорости распространения от частоты T . в. Обычно коэф. затухания T . в. приблизительно равен $2\pi/\lambda$, где λ — длина Т. в. Для монохроматич. плоской Т. в., распространяющейся вдоль теплоизолированного стержня поск. поперечного сечения, λ связана с периодом колебаний t и коэф. температуропроводности k соотношением: $\lambda = 2\sqrt{k\pi t}$; при этом скорость перемещения гребней волны $v = 4\pi k/\lambda = \sqrt{4k/\pi t}$. Т. о., чем меньше период колебаний (меньше длина волны), тем Т. в. быстрее распространяются и затухают на меньших расстояниях. За глубину проникновения плоской Т. в. в среду принимают расстояние, на к-ром колебания темп-ры уменьшаются в $e \approx 2,7$ раза, равно $\lambda/2\pi = \sqrt{k\pi t}/\pi$. т. е. чем меньше период, тем меньше глубина проникновения Т. в. Напр., глубина проникновения в новчу суточных колебаний темп-ры почти в 20 раз меньше глубины проникновения сезонных колебаний. Изучение Т. в. является одним из методов определения температуропроводности, теплоемкости и др. тепловых характеристик материалов. Метод Т. в. особенно удобен для измерения характеристик чистых веществ при низких темп-рах. Слабо затухающие Т. в. в сверхтекучем жидком He II представляют собой колебания плотности квазичастиц (см. *Сверхтекучесть*, *Второй звук*).

Лит.: Карслоу Г. С., Егер Д., Теплопроводность твердых тел, пер. с англ., М., 1964.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ — напряжения, возникающие в теле вследствие различия темп-ры у разл. частей тела и ограничения возможности теплового расширения (или сжатия) со стороны окружающих частей тела или со стороны др. тел, окружающих данное (напр., растягивающие напряжения в натянутом между неподвижными опорами проводе при его охлаждении). Т. н. могут быть причиной разрушения деталей машин, сооружений и конструкций. Для предотвращения таких разрушений используют т. н. температурные компенсаторы (зазоры между рельсами, зазоры между блоками плотины, катки на опорах моста и т. п.).

ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТЬ (коэффициент температуропроводности) — параметр, характеризующий скорость изменения темп-ры вещества в нестационарных тепловых процессах; мера теплоинерции, свойств вещества. Численно равна отношению коэф. теплопроводности вещества к произведению его уд. теплоемкости (при пост. давлении) на плотность; выражается в m^2/c .

ТЕМПЕРАТУРЫ ВЫСОКИЕ — 1) темп-ры Т. превышающие комнатную темп-ру (> 300 К). Нагрев металлы, проводники электрич. током позволяет достигнуть неск. тыс. К, нагрев в плазме — примерно 5000 К, электрич. разряды в газах — от десятков тыс. до миллионов К, нагрев лазерным лучом — до неск. млн. К, темп-ра в зоне термоядерной реакции может составлять $\sim 10^7 - 10^8$ К. В момент образования нейтронных звезд темп-ра в их недрах достигает $\sim 10^{11}$ К, а на нач. стадиях развития Вселенной вещество могло иметь ещё большую темп-ру.

2) Темп-ры, превосходящие нек-рую характеристику темп-ры, при достижении к-рой происходят качеств. изменение свойств веществ. Так, *Добая температура* Θ_D определяет для каждого вещества температурную границу, выше к-рой не сказываются квантовые эффекты (в этом случае T . в. $T \gg \Theta_D$). К таким характеристикам темп-рам можно отнести также *температуры плавления*, разграничивающие области твердого и жидкого состояний веществ, критич. темп-ры, определяющие верх. границу сосуществования пара и жидкости, темп-ры, при к-рых начинается диссоциация молекул ($T \sim 10^3$ К) или ионизация атомов ($T \sim 10^4$ К) и т. д. См. также *Экстремальные состояние вещества*. Э. И. Асиновский.

ТЕМПЕРАТУРЫ КОМПОНЕНТ ПЛАЗМЫ — величины, характеризующие ср. кинетич. энергию компонент плазмы. В термодинамич. равновесии все компоненты имеют единую темп-ру, что соответствует *Максвелла распределению* частиц по скоростям и *Больцмана распределению* по возбужденным уровням. Большие различия в значениях времен релаксации для разных по массе частиц приводят к тому, что равновесное распределение Максвелла и Больцмана для электронов и тяжелых частиц устанавливаются гораздо быстрее, чем происходит энергообмен между ними и устанавливается единая темп-ра. Поэтому плазма характеризуется отдельно ионной и электронной темп-рами. Напр., в полностью ионизованной водородной плазме отношение времени установления электронной темп-ры к времени установления ионной и времени их выравнивания есть величина порядка

$$1: \sqrt{m_e T_e^3 / m_i T_i^3} : m_i / m_e \approx 1:43:1,8 \cdot 10^3,$$

т. е. имеется существенное различие времени установления T_e и T_i .

Так как источники и стоки энергии связаны с разными компонентами плазмы, а скорости *переноса процессов* для электронов и ионов отличаются на порядки величин, то значения T_e и T_i могут сильно отличаться друг от друга. В частично ионизованной плазме обычно T_e совпадает с темп-рой тяжелых частиц (атомов и молекул). Исключение составляет случай, когда массы тяжелых частиц сильно различаются. В газовом разряде, напр., осн. источником энергии является джоулев нагрев электронов, затем энергия передается тяжелым частицам и выносится на стенки и электроды. При низких давлениях, когда теплопернос эффективен, T_e обычно превышает темп-ру нейтральных частиц T_n на два порядка. С ростом давления значения T_e к. п. в разряде сближаются и в пределе устанавливается локальное термодинамич. равновесие, характеризующееся общей темп-рой.

В сильнонеравновесных ситуациях, когда ф-ция распределения компонент сильно отличаются от распределений Максвелла и Больцмана, понятием T . к. п. также пользуются, вводя его согласно ур-нию

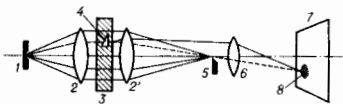
$$3n_e T_e = \int m_e (v - u_e)^2 f_e dv,$$

где n_e — концентрация e^- , u_e — ср. скорость, f_e — ф-ция распределения частиц компонента e^- . Если имеется значит. анизотропия ф-ций распределения (напр., в магн. поле в режиме редких столкновений), часто вводят понятия продольной $T_{e\parallel}$ и поперечной $T_{e\perp}$ по отношению к выделенному направлению T . к. п. Однако следует учесть, что если ф-ция распределения сильно отличаются от равновесных, то они дают лишь значения ср. энергии хаотич. движения. Описание состояния плазмы с помощью T . к. п. часто оказывается недостаточным, и для количеств. выводов обычно необходим кинетич. анализ.

Лит. см. при ст. *Термодинамика низкотемпературной плазмы*, В. А. Рожанский, Л. Д. Цендик.

ТЕНЕВОЙ МЕТОД — метод обнаружения оптич. неоднородностей в прозрачных предломиющих средах и дефектов отражающих поверхностей (напр., зеркал). Впервые предложен в 1857 Л. Фуко (L. Foucault) для отражающих поверхностей. В 1867 А. Тенлером (A. Tessler) этот метод был усовершенствован при исследовании прозрачных пре-

ломляющих сред. Т. м. наз. также видирен-методом (от нем. Schlierе—оптич. неоднородность, свиль, шпир).



В Т. м. пучок лучей от точечного или линейного источника света 1 (рис. 1) или системой линз и зеркал (2—2') направляется через исследуемый объект (3) и фокусируется на непрозрачной преграде (5) с острой кромкой (на т. н. ноже Фуко), так что изображение источника просветляется на самом краю преграды. Если в исследуемом объекте нет оптич. неоднородностей, то все и дальше от него лучи задерживаются преградой. При наличии оптич. неоднородностей (4) лучи будут рассеиваться ею и часть их, отклонившись, пройдет выше преграды. Наставив за ней проекционную объективу (6) и или окуляр, можно на экране (7) получить изображение неоднородностей (8) или наблюдать их визуально. Иногда вместо точечного источника света и ножа Фуко применяют оптически сопряженные решетки (априсы), перекрывающие ход лучам в отсутствие их из пути неоднородностей. Применяются также решетки со шпелями в виде цветных светофильтров, позволяющие нагляднее определять характер оптич. неоднородности. Получение менее контрастной картины зон изменения оптич. плотностей объекта возможно без вскрытия лучей ножом Фуко или решетками. Простевание объекта двумя оптич. системами, установленными под углом друг к другу, позволяет получить стереоскопич. картину распределения неоднородностей в объекте.

Т. м. применяют при исследованиях распределения плотности воздушных потоков, образующихся при обтекании моделей в *аэродинамических трубах*, используют для проекции на экран изображений (получаемых в виде оптич. неоднородностей) в *пузырьковой камере*, в телевиз. системах проекции на большой экран и др.

Лит.: Вальде Н. А., Растровые оптические приборы, М., 1966; Васильев Л. А., Кельдыш методы, М., 1968. Г. И. Вайно.

ТЕНЕЙ ЭФФЕКТ—возникновение характерных минимумов интенсивности (теней) в угл. распределении частиц, вылетающих из узлов кристаллич. решетки. Т. э. был обнаружен в 1964 А. Ф. Тулиновым и независимо Б. Домесом и К. Бьерквистом. В работах Тулинова тени наблюдались в потоках частиц—продуктов ядерных реакций на кристаллич. мишени, облученной ускоренными частицами. В опытах Домеса и Бьерквиста источником тараяж частиц были α -радиоакт. ядра, введенные в узлы кристаллич. решетки методом *ионной имплантации*. Все последующие эксперименты проводились по черной схеме.

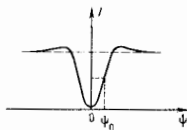
Для положительно заряж. частиц (протонов, α -частиц и более тяжелых ионов), испускаемых из узлов кристаллич. решетки, не все направления в кристалле оказываются доступными. Вылет частиц в направлениях кристаллографии, осей и плоскостей «обкоровано» из-за рассеяния их электрич. полем атомных ядер, образующих эти оси или плоскости. В угл. распределении частиц, регистрируемых вне кристалла, наблюдаются минимумы интенсивности—«тени» от кристаллографии, осей и плоскостей (рис. 1). Угл. размеры осевой тени определяются соотношением

$$\psi_0 \approx \sqrt{Z_1 Z_2 e^2 / d \cdot E},$$

где ψ_0 —полуширина тени $Z_1 e$, d —заряд и энергия движущейся

частицы, $Z_2 e$ —заряд ядра атома кристалла, d —расстояние между соседними атомами вдоль оси. Для протонов с $E \sim 1$ МэВ величина $\psi_0 \sim 1^\circ$. Интенсивность частиц в центре тени для бездефектного кристалла примерно в 100 раз меньше, чем на периферии (рис. 2).

Рис. 2. Угловое распределение частиц, вылетающих из кристалла в области тени.



Т. э. относится к группе т. п. ориентационных явлений, наблюдаемых при облучении кристаллов потоками частиц. Два ориентационных эффекта—*канализирование заряженных частиц* и Т. э.—дополняют друг друга: первый относится к частицам, движущимся в областях кристалла с пониженной плотностью вещества, второй—к частицам, оказавшимся в местах, где плотность вещества максимальна. В экспериментах, связанных с Т. э., определяют вероятность попадания в определенным образом ориентированный детектор частицы, вылетающей из узла решетки, тогда как в экспериментах по канализированию измеряют вероятность попадания ориентированного пучка частиц в ядро атома кристалла.

Т. э. может наблюдаться и в угл. распределении частиц, испытавших резерфордское рассеяние на большой угол при столкновении с ядрами кристалла. Так как прищельные расстояния, соответствующие рассеянию на большие углы, значительно меньше амплитуды тепловых колебаний атомов в кристаллич. решетке, то можно считать, что рассеянные частицы начинают свое движение практически из узлов решетки. Регистрация угл. распределения рассеянных частиц в большом телесном угле, напр. с помощью *дверной фотографической эмульсии*, позволяет получить систему теней—ионограмму (рис. 3). Пятна



Рис. 3. Ионограмма монокристалла вольфрама.

и линии на ионограмме принципиально отличны от пятен и линий, получаемых при изучении кристаллов дифракц. методами (*рентгенография материалов, электронография, нейтронография*). Из-за малой длины волны де Бройля тяжелых частиц ($\lambda \sim 10^{-12}$ см для протонов с энергией $E \sim 1$ МэВ) дифракц. явления практически не оказывают влияния на образование теней. Наблюдаемые пятна и линии являются результатом чисто корнукулярного характера движения частиц в кристалле и соответствуют пересечению с плоскостью фотопластины кристаллограф. осей и плоскостей. Как следствие этого, элементам ионограммы не свойственны ограничения на разрешенную способность, присущие дифракц. картинам (волн аое размытие пятен). Распределение интенсивности частиц в пределах одной тени, осевой или плоскостной, определяется такими факторами, как состав и структура кристалла, вид и энергия частиц, темп-ра кристалла тень и кол-во дефектов.



Рис. 1. Образование теней.

Основанный на Т. э. метод ионографии нашёл применение в физике твёрдого тела. Он используется в тех областях исследования, где дифракц. методы неэффективны: изучение структуры тонких монокристаллич. плёнок, последнее исследование структуры кристалла вблизи его поверхности и измерение распределения дефектов и примесных атомов на глубине кристалла без разрушения образца, определение положения примесного атома в ячейке кристалла.

На базе Т. э. разработан метод измерения времени протекания ядерных реакций в диапазоне 10^{-18} — 10^{-15} с. При облучении монокристаллич. мишени быстрыми частицами образующаяся составная ядерная система смещается из узла кристаллич. решётки под действием импульса частицы. Продукты реакции испускаются на нек-рых расстояниях от узлов решётки; эти расстояния определяются скоростью составной системы и во времени протекания ядерной реакции t . При ср. смещении $vt > 10^{-9}$ см степень затрета на движение заряд. продуктов реакции в направлении кристаллографич. осей (или плоскости) ослабевает, что отражается на форме тени (рис. 4). По изменению формы тени определяется ср. величина смещения источников частиц и находится время протекания ядерной реакции t .

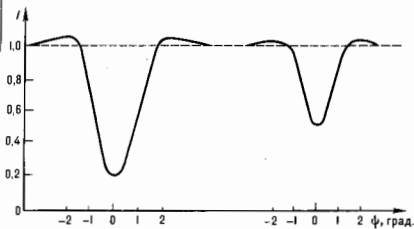


Рис. 4. Схема метода измерения времени протекания ядерных реакций, основанного на эффекте тени: слева — среднее смещение составной ядерной системы из узла кристаллической решётки за время её жизни $vt < 10^{-9}$ см; справа — $vt > 10^{-9}$ см.

Метод измерения t на основе Т. э. является прямым: сравнивается время жизни составной ядерной системы с временем полёта ею межатомного расстояния в кристалле. Отсюда следует его применимость как в случае возбуждения изолированных уровней энергии составной ядерной системы, так и в условиях перекрывающихся уровней. Этим методом исследовались временные характеристики процесса деления тяжёлых ядер. Впервые измерена длительность деления возбуждённых ядер урана и *трансураниевых элементов* в диапазоне $t \sim 10^{-17}$ — 10^{-16} с. Данные по длительности деления используются для получения информации о высоковозбуждённых состояниях ядер при больших деформациях, соответствующих второй потенц. яме двугорбого барьера деления (см. Деление ядер).

Лит.: Тулинов А. Ф., Влияние кристаллической решетки на некоторые атомные и ядерные процессы, «УФН», 1965, т. 87, в. 4, с. 385; Карамаян С. А., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф., Об использовании эффекта тени для измерения времени протекания ядерных реакций, «ЭЧАЯ», 1973, т. 4, с. 456; Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф., Юмнинов О. А., Использование эффекта тени при изучении ядерных реакций и деления, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Пути заряженных частиц и твёрдое тело, т. 1, М., 1990, с. 94. Ю. В. Меликов.

ТЕНЗОДАТЧИК (от лат. *tensus* — напряжённый и датчик — механоэлектрич. прибор, преобразующий деформацию твёрдого тела, вызванную приложенным к нему механич. напряжением, в электрич. сигнал; представляет собой чувствительный элемент тензометра — прибора, используемого для измерения величины и распределения деформации в твёрдых телах. Принцип работы Т. основан на использовании зависимости физ. свойств твёрдого тела от

деформации, напр. *тензорезистивного эффекта*, связанного с изменением электрич. сопротивления металлов или полупроводников в поле внеш. деформации. Высоким значением тензочувствительности K ($K = \Delta\sigma/\sigma\epsilon$, где σ — уд. электропроводность, $\Delta\sigma$ — изменение уд. электропроводности нервного преобразователя в поле деформации, ϵ — относительная деформация), при высокой её анизотропии, обладают полупроводники, что определяется преобразованием энергии спектра носителей заряда при направленной деформации. В зависимости от уровня легирования кристалла, рабочей темп-ры, типа иеродности, ориентации чувствит. элемента, величины деформации тензочувствительность K полупроводниковых резисторов может изменяться от неск. десятков до неск. сотен. В металлах (сплавах металлов) K мал и достигает неск. единиц, однако существенным преимуществом металлич. Т. является более высокая температурная стабильность их параметров. Полупроводниковые Т. характеризуются более сильной температурной зависимостью как уд. сопротивления, так и тензочувствительности резисторов, поэтому применяют высокую степень легирования тензорезисторов чувствительного элемента (вырожденный полупроводник), схемные методы термокомпенсации или стабилизацию темп-ры. Тензорезисторы на основе металлич. сплавов изготавливают из константана, никель-молибденовой фольги, сплавов Fe—Cr—Al, Ni—Cr—Al и др. Разработаны методы изготовления тензорезисторов с помощью тонкоплёночной технологии. Тензорезисторы наносятся на изолирующую подложку, напыляемую непосредственно на исследуемую поверхность. Малая толщина таких тензорезисторов (15—30 мкм) — существенное преимущество при измерениях деформаций в динамич. режиме в области высоких темп-р, где измерения деформации представляют собой спец. область исследований. Помимо Т. с тензорезистивными чувствит. элементами в области более высоких темп-р (500—600 °С) используются ёмкостные и индукционные Т., с помощью к-рых измеряют деформации (нережимающие) до неск. десятков мкм. Как правило, проводят индивидуальную калибровку каждого датчика деформации. Эл.-оптич. тензометры регистрируют с помощью оптич. средств относительные иррежения базовых точек или подос, нанесённых на исследуемый образец. Такие тензометры (на базе лазерной оптики) используются для измерения деформаций при очень высоких темп-рах (более 2500 °С). В случае применения Т. в измерит. системах с использованием вычислит. средств температурная зависимость параметров Т. может быть учтена в процессе машинной обработки данных измерений, что позволяет проводить измерения деформаций в соответствующем диапазоне темп-р (при контроле темп-ры с необходимой точностью) без снижения точности эксперимента. Таким же образом может быть учтена и кажущаяся деформация, к-рая определяется различием значений коэффициента теплового расширения чувствит. элемента Т. и материала исследуемой конструкции. Принимая во внимание разл. временную стабильность параметров разных типов Т., периодически проводят повторную калибровку чувствит. элементов механоэлектрич. преобразователей.

В. В. Коломоец

ТЕНЗОР — абстрактный объект Т, имеющий определ. сист. компонент в каждой рассматриваемой системе координат, такой, что при преобразовании координат его компоненты преобразуются по вполне определ. закону. Каждая точка x n -мерного пространства задаётся в выпобранной системе координат набором n чисел (x^1, x^2, \dots, x^n) . Переход от одной системы координат к другой означает преобразование $(x^1, \dots, x^n) \rightarrow (x'^1, \dots, x'^n)$. Будем рассматривать преобразования, обладающие след. свойствами: 1) $x'^i = \sigma^i_j(x^1, \dots, x^n)$, $i=1, \dots, n$, где σ^i_j — линейно дифференцируемые ф-ции, 2) якобиан преобразования, $\det \|\partial x'^i / \partial x^j\| \neq 0$.

Простейшими примерами Т. являются скаляр, к-рый не меняет своего значения при переходе от одной системы координат к другой, и вектор (a) , характеризующийся в данной системе координат n компонентами a^1, a^2, \dots, a^n .

а в другой (итрихованной) системе координат компонентами a'^1, a'^2, \dots, a'^n , связанными с компонентами в первоначальной системе координат след. образом:

$$a'^i = \sum_{k=1}^n \frac{\partial x'^i}{\partial x^k} a^k.$$

Пусть $T_{jk}^{pq\dots}$ — одна из набора функций от переменных x^1, \dots, x^n (число верх. индексов равно q , а число ниж. индексов равно s). Эти $T_{jk}^{pq\dots}$ величина являются компонентами T ранга (порядка, валентности) $r = s + q$ при условии, что его компоненты в др. системе координат x'^1, \dots, x'^n даются след. ф-лой:

$$T'_{k'm}^{pq\dots} = \frac{\partial x^p}{\partial x'^k} \dots \frac{\partial x^q}{\partial x'^m} \frac{\partial x^1}{\partial x'^1} \dots \frac{\partial x^s}{\partial x'^s} T_{a_1 \dots a_s}^{p_1 \dots p_q} \quad (1)$$

(все индексы принимают значения от 1 до n). Здесь и далее предполагаем, что во встречающихся дважды (один раз внизу и один раз вверху) индексах производится суммирование от 1 до n , причём в производных вида $\partial A / \partial x^k$ индекс k считается нижним. Такой T наз. контравариантным ранга q и ковариантным ранга s . Верх. индексы являются контравариантными индексами, а нижние — ковариантными. Если T имеет только контравариантные (верх.) индексы, он наз. контравариантным; если он имеет только ковариантные (ниж.) индексы, он наз. ковариантным. T , имеющий и контравариантные и ковариантные индексы, наз. смешанным. Из (1) видно, что при переходе от одной системы координат к другой компоненты T преобразуются линейно и однородно. Если область определения описанного выше объекта является только одной точкой в каждой системе координат, то его обычно наз. просто T . Если же его область определения — некая область n -мерного пространства, то его наз. тензорным полем. Теория, изучающая тензорные поля, наз. тензорной анализом.

Говорить о том, что некая физ. величина является T , того или иного ранга, можно только, имея в виду определ. группу преобразований координат в пространстве, в к-ром эта величина рассматривается. При этом если величину можно считать T относительно некой группы преобразований, то она является T и относительно любой подгруппы этой группы.

Т. о., T ранга 0, т. е. T , имеющий только одну компоненту с одним и тем же значением во всех координатных системах, является скаляром. Примеры скаляров в физике — масса, темп-ра, заряд, кривизна пространства. T ранга 1 является вектором. Примеры векторов в трёхмерном пространстве — скорость, импульс, сила, напряжённости электрич. и магн. полей. Некие T ранга 2 также имеют спец. названия в геометрии и в физике: напр., метрический тензор в теории римановых пространств и в теории относительности, T напряжений (см. *Натяжение механической*) и T деформаций в механике сплошной среды, T диэлектрической проницаемости в электродинамике сплошной среды, тензор энергии-импульса в теории относительности, T электромагнитного поля в электродинамике.

Действия над тензорами. Так как T заданы своими компонентами в разл. системах координат, то действия над T определяются ф-лами, связывающими в каждой системе координат компоненты результата действия через компоненты T , над к-рыми производится действия. Алгебраич. действия над T являются обобщением соответствующих действий над векторами и матрицами.

а) Сложение и вычитание T . Суммой двух T , A и B с компонентами $A'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q}$ и $B'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q}$, имеющих одно и то же строение, т. е. одно и то же число контравариантных и ковариантных индексов, наз. T . S с компонентами

$$S'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q} = A'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q} + B'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q} \quad (2)$$

а их разностью — T . D с компонентами

$$D'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q} = A'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q} - B'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q} \quad (3)$$

б) Свертывание смешанного T . Свертыванием смешанного T наз. операция приравнивания одного контравариантного индекса некому ковариантному индексу с последующим суммированием по этому индексу. В результате одноо свертывания ранг T уменьшается на два. Если число контравариантных индексов совпадает с числом ковариантных индексов, то при полном свертывании по всем индексам получается инвариант (скаляр).

в) Умножение T . Произведением (внешним произведением) двух T , A и B с компонентами $A'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q}$ и $B'_{j_1 \dots j_t}^{k_1 \dots k_r}$ (быть может разл. строения) наз. T . $C = AB$ с компонентами

$$C'_{j_1 \dots j_{s+t}}^{i_1 \dots i_{q+r}} = A'_{j_1 \dots j_s}^{i_1 \dots i_q} B'_{j_{s+1} \dots j_{s+t}}^{k_1 \dots k_r} \quad (4)$$

Произведение T ассоциативно и дистрибутивно относительно сложения, но, вообще говоря, некоммукативно, т. к. порядок следования индексов в ф-ле (4) является существенным.

Внутренним произведением двух T , A и B наз. T , получаемый путём свёртки тензора C [ф-ла (4)] по одному или неск. индексам. В общем случае можно образовать неск. таких внутренних произведений.

T наз. ассоциированным с тензором $T^{j_1 \dots j_s}_{i_1 \dots i_q}$, если он может быть получен из него подниманием или опусканием некого числа индексов при помощи внутр. произведений вида $g^{i_1 j_1}$ или $g_{i_1 j_1}$, где g_{ij} — фундаментальный метрический T , а $g^{ij} = g^{-1} g_{ij}$ ($g = \det \|g_{ik}\| \neq 0$, $G^{ik} = G^{ik}$ — алгебра, дополнение g_{ik} в определителе g). T , ранг к-рого больше единицы, имеет неск. различных ассоциированных T .

T , полученные из данного T в результате перестановки каких-нибудь верх. (либо ниж.) индексов, наз. изометрами данного T . Множество изометров T всегда содержит A . Для всякого T , контравариантного порядка q и ковариантного порядка s можно получить $q!$ изометров, но, вообще говоря, не все эти T будут различными. Если множество изометров T содержит единственный A , то A наз. симметричным T .

При рассмотрении прямоугольных координат можно не различать ковариантные и контравариантные индексы, т. к. в этом случае метрич. T , g_{ik} имеет наиб. простой вид (единичная матрица).

Признак тензора. Для того чтобы объект X был T , необходимо и достаточно, чтобы для каждого T A некого определённого фиксированного ранга и типа внешнее произведение XA или какое-нибудь внутреннее произведение объекта X и A было T , определённого фиксированного ранга и типа.

Лит.: Ранцевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, Звезд. М., 1967; Кирилчевский Н. А., Элементы тензорного исчисления и его приложения к механике, М., 1954; Суховен Я.-А., Тензорный анализ для физиков, пер. с англ., М., 1965; Сокольников И., Теория тензорного анализа, Теория и приложения в геометрии и в механике сплошных сред, пер. с англ., М., 1971; Векуа И. П., Основы тензорного анализа и теории ковариантов, М., 1978.

С. И. Ляков.

ТЕНЗОР ЭНЕРГИИ — см. в ст. *Момент энергии*.

ТЕНЗОР ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА (ТЭИ) — тензор второго ранга, описывающий плотность и поток энергии и импульса полей материи, определяющий взаимодействие этих полей с гравитат. полем. В классич. теории ТЭИ $\Theta^{\mu\nu}(x)$ выражается через вариационную производную по метрическому тензору $g_{\mu\nu}(x)$ в точке x пространства-времени от инвариантного относительно замены координат функционала действия S :

$$\Theta^{\mu\nu}(x) = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\delta S}{\delta g_{\mu\nu}(x)}, \quad (1)$$

где $g(x) = \det \|g_{\mu\nu}(x)\|$, $\mu, \nu = 0, 1, \dots, D-1$ (D — размерность пространства-времени). Тензор, определяемый по ф-ле (1), очевидно симметричен. В ур-ниях Эйнштейна ТЭИ входит в качестве вехт. источника гравитат. поля:

$$\frac{1}{8\pi G} (R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R) = -\theta_{\mu\nu}(x), \quad (2)$$

где $R_{\mu\nu}$ — Риччи тензор, $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$ — скалярная кривизна (используется система единиц, в которой $c=1$).

В плоском пространстве-времени симметрия системы относительно сдвигов (или, иначе, существование инвариантного относительно замен координат и зависящего от метрики функционала действия) приводит к локальному сохранению энергии и импульса (см. *Нётер теорема*):

$$\partial_\lambda \theta^{\mu\nu}(x) = 0, \quad (3)$$

где $\partial_\lambda = \partial/\partial x_\lambda$.

Следствием (3) является, в частности, сохранение вектора полных энергии и импульса системы. Величина

$$P^\mu = \int_{t=\text{const}} \theta^{\mu 0} dV_t,$$

где dV_t — элемент объема гиперповерхности пост. времени, не зависит от выбора гиперповерхности, т. е. $dP^\mu/dt=0$.

Для непрерывного распределения материи с плотностью ρ и потоком $\rho u^\mu \sqrt{g}$ ТЭИ дается выражением

$$\theta^{\mu\nu} = \rho u^\mu u^\nu,$$

где u^μ — 4-скорость.

В квантовой теории поля в простейших случаях свободного скалярного поля (а), свободного фермионного поля (Дирака поля) (б) и Янга—Миллса поля (в) ТЭИ в стандартных обозначениях имеют вид

$$a) \theta^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu \varphi \partial^\nu \varphi - (1/2)g^{\mu\nu}g_{\alpha\beta} \partial^\alpha \varphi \partial^\beta \varphi,$$

$$б) \theta^{\mu\nu}(x) = \frac{i}{2} [\bar{\psi} (\theta^\mu \partial^\nu + \gamma^\nu \partial^\mu) \psi],$$

$$в) \theta^{\mu\nu}(x) = -(G_a^\mu)^2 (G_a^\nu)^2 + \frac{1}{4} (G_a^\mu)^2 (G_a^\nu)^2,$$

где φ — скалярное поле, ψ — фермионное поле и $G_a^{\mu\nu} = \partial_\mu A_a^\nu - \partial_\nu A_a^\mu + f^{abc} A_a^\mu A_b^\nu$ — тензор напряженности поля Янга—Миллса, принимающего значения в Ли алгебре со структурными константами f^{abc} .

Через ТЭИ также выражаются токи, связанные с др. пространственными симметриями. Тензор момента импульса $M_a^{\mu\nu}$ и дилат. ток D_μ , сохранение к-рых отвечает соответственно симметрии системы относительно глобальных вращений и растяжения, след. образом связаны с ТЭИ (1):

$$M_a^{\mu\nu} = X^\mu \theta_a^\nu - X^\nu \theta_a^\mu,$$

$$D_\mu = X^\mu \theta_{\alpha\beta} + \frac{\delta S}{\delta q_{,\nu}} g_{\mu\nu} d_\alpha q_\nu,$$

где d_α равно разности между канонич. размерностью (см. в ст. *Аномальная размерность*) и порядком тензорного поля q . Сохранение момента импульса гарантируется симметричностью ТЭИ. Сохранение же дилат. тока в случае, когда $d_\alpha=0$, эквивалентно условию нулевого следа ТЭИ.

ТЭИ допускает модификации, не нарушающие условия сохранения (3). Модифицированные ТЭИ отличаются на дивергенцию антисимметричного 3-тензора:

$$\tilde{\theta}^{\mu\nu} = \theta^{\mu\nu} + \partial_\lambda \eta^{\lambda\mu\nu}, \quad \eta^{\lambda\mu\nu} = -\eta^{\mu\nu\lambda}. \quad (4)$$

При условии достаточно быстрого убывания $\eta^{\lambda\mu\nu}$ на бесконечности новый ТЭИ приводит к тому же вектору полных энергии и импульса системы. Модифицированные ТЭИ могут возникать при добавлении к действию членов, исчезающих в плоском пространстве. Примером модифицированного ТЭИ может служить канонич. ТЭИ

$$\theta_{\text{кан}}^{\mu\nu} = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta q_{,\mu}} q_{,\nu} g^{\mu\nu} - g^{\mu\nu} \mathcal{L},$$

являющийся сохраняющимся током теории, отвечающим, согласно первой теореме Нётер, симметрии относительно сдвигов в пространстве-времени (\mathcal{L} — лагранжиан теории). Канонич. ТЭИ в общем случае не является симметричным, и его связь с тензором момента импульса не столь проста.

Иногда полено рассматривать конформный ТЭИ, получающийся из (1) с помощью (4) и удовлетворяющий условию нулевого следа $(\theta_{\text{конф}}^\mu)_\mu = 0$. Для полей Янга—Миллса и безмассовых фермионов в размерности $D=4$ конформный ТЭИ совпадает с ТЭИ (1), что связано с *конформной инвариантностью* соответствующих теорий. В случае безмассового скалярного поля в D -мерном пространстве-времени конформный ТЭИ имеет вид

$$\theta_{\text{конф}}^{\mu\nu} = \theta^{\mu\nu} - \frac{D-2}{4(D-1)} \partial_\alpha (g^{\alpha\mu} \partial^\nu - g^{\mu\nu} \partial^\alpha) \varphi^2.$$

С ним связан сохраняющийся дилат. ток $D_\mu^{\text{конф}} = x^\nu \theta_{\nu\mu}^{\text{конф}}$. Существование конформного ТЭИ означает, что теория может быть сделана конформно инвариантной добавлением к действию членов, исчезающих в плоском пространстве. В случае скалярного поля это достигается след. модификацией функционала действия:

$$\Delta S = \int d^D x \left[\sqrt{g} \frac{(D-2)}{8(D-1)} R \varphi^2 \right].$$

В присутствии гравит. поля (в искривленном пространстве-времени) ТЭИ материи уже не удовлетворяет условию локального сохранения (3). Вместо этого из ур-ий гравитат. поля и тождества Бьянки (см., напр., *Кривизны тензор*) следует ур-ние

$$\nabla_\mu \theta^{\mu\nu} = 0, \quad (5)$$

где ∇_μ — ковариантная производная. Отличие (5) от (3) приводит к нарушению сохранения энергии и импульса только полями материи. Полный же ТЭИ материи и гравитации, определяемый согласно (1), равен нулю в силу ур-ний движения

$$\theta_{\text{полн}}^{\mu\nu} = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\delta S_{\text{полн}}}{\delta g_{\mu\nu}} = -\frac{1}{8\pi G} \left(R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}g^{\mu\nu}R \right) + \theta^{\mu\nu} = 0 \quad (6)$$

и сохраняется автоматически.

Это свойство является общим для теорий, обладающих локальной симметрией. Согласно второй теореме Нётер, полный ток в таких теориях равен нулю. Более того, оказывается, что невозможно модифицировать гравитат. часть выражения (6) так, чтобы полный ТЭИ был отличен от нуля и удовлетворял бы условиям сохранения (3). Т. о., в присутствии гравитат. поля нет содержательного понятия полного ТЭИ.

В искр-ых спец. случаях оказывается разумным ввести, используя преобразование (4), псевдотензор энергии-импульса гравитат. поля, являющийся тензором только относительно линейных преобразований координат. Так, если материя сосредоточена в ограниченной области пространства и на бесконечности пространство является плоским, симметричный псевдотензор энергии-импульса получается модификацией гравитат. части тензора (6). Напр.,

$$(-g) t^{\mu\nu} = \frac{(+g)}{8\pi G} \left(R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}g^{\mu\nu}R \right) + \partial_\lambda \eta^{\lambda\mu\nu}, \quad (7)$$

где $\eta^{\lambda\mu\nu}$ дается след. выражением:

$$\eta^{\lambda\mu\nu} = \partial_\rho \left[\frac{-g}{16\pi G} (g^{\lambda\rho} g^{\mu\nu} - g^{\lambda\nu} g^{\mu\rho}) \right].$$

Так как $t^{\mu\nu}$ не является тензором, ковариантное понятие плотности энергии и импульса не определено (напр., преобразованиями координат $t^{\mu\nu}$ может быть сделан равным нулю в любой данной точке). Однако вектор полных энергии и импульса системы

$$P^{ab} = \int_{V_0} (\theta^{ab} + i^{ab}) dV_i = \int_{V_0} n^{ab} dS_i$$

где S'_i — бесконечно удаленная поверхность, сохраняется во времени и не зависит от выбора координат пространственно-временной «трубки», в k -рой сосредоточена материя. Т. о., тензор (7) определяет разумное понятие полных энергии и импульса. Отметим, однако, что в теории гравитации использование нековариантных объектов типа (7) приносит мало пользы.

В квантовой теории поля ТЭИ становится оператором, генерирующим общекординатные преобразования. При использовании общекординатной относительно преобразований координат регуляризации (напр., размерной или регуляризации по Паули — Вилларсу), в силу операционного аналога закона сохранения ТЭИ (3), одновременные перестановочные соотношения для компонент ТЭИ в квантовой теории не перенормируются (см. *Перенормировки в КТП*) и совпадают по форме с классическими Пуассона скобками. В частности, оператор θ^{ab} не приобретает аномальных размерностей. В некоторых случаях, однако, оказывается необходимым использовать регуляризацию, нарушающую общую ковариантность, но сохраняющую другие симметрии теории, напр. киральную или дилатационную, поскольку одновременно сохранить все симметрии на квантовом уровне не удается. Примерами могут служить теории киральных фермионов (см. *Киральность*) со спинами $3/2$ и $1/2$ в пространствах $D=4k+2$ ($k=0, 1, 2, \dots$) измерений, имеющие гравитационную аномалию (см. *Аномалии в квантовой теории поля*). В этих теориях на квантовом уровне закон сохранения (3) модифицируется, и в перестановочных соотношениях появляются дополнительные слагаемые. Так, для ТЭИ фермионов со спином $s=1/2$ в $D=2$ выполняются след. перестановочные соотношения, отличающиеся от классич. скобок Пуассона членом, содержащим производную третьего порядка:

$$\begin{aligned} [\theta_{+ \pm}(x), \theta_{+ \pm}(x')] &= [\theta_{+ \pm}(x) + \theta_{+ \pm}(x')] \delta \pm \delta(x-x') + \\ &+ \frac{i}{48\pi} \partial_x^3 \delta(x-x'), \end{aligned} \quad (8)$$

где $x_{\pm} = (x_1 \pm x_2)/\sqrt{2}$ — координаты светового конуса в двумерном пространстве-времени и $\partial_{\pm} = (\partial_t \mp \partial_x)/\sqrt{2}$. В теориях, имеющих гравитационную аномалию, возникают трудности при описании их взаимодействия с гравитацией и обычно накладываются условия сокращения аномальных членов в перестановочных соотношениях (8) для нулевого ТЭИ.

Наиб. часто встречающейся аномалией, связанной с ТЭИ, является аномалия, отвечающая нарушению классич. масштабной инвариантности. В перенормированной теории масштабная инвариантность нарушается зависимо от констант связи от точки нормировки, определяемой *бета-функцией* (β). Имеется след. ф-ла для среднего от дивергенции дилатат. тока, равного следу ТЭИ:

$$\langle \partial^\mu D_\mu \rangle = \langle \theta^\mu_\mu \rangle = \sum_i \beta_i(g) \frac{\partial \log Z}{\partial g_i} \quad (9)$$

где Z — статистич. сумма теории, g_i — константы связи, $\langle \dots \rangle$ — символ усреднения по вакууму.

В квантовой хромодинамике (9) сводится к утверждению о связи следа ТЭИ и глюонного конденсата:

$$\langle \theta^\mu_\mu \rangle = \frac{\beta(g)}{g^2} \langle (G_{\mu\nu})^a (G^{\mu\nu})^a \rangle.$$

Используя изотропность распределения энергии и импульса, можно также связать плотность энергии вакуума в КХД с величиной глюонного конденсата:

$$\varepsilon = \langle \theta^{00} \rangle = \frac{\beta(g)}{8\pi^2} \langle (G_{\mu\nu})^a (G^{\mu\nu})^a \rangle.$$

Лит.: Давлау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Волюшин М. Б., Тер-Мартиросян К. А., Теория калиб-

ровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984; Иди́ков К., Зо́бер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; Alvarez-Gaume L., Witten E., Gravitational anomalies, "Nucl. Phys. Ser. B", 1984, v. 234, p. 269; А. Терзи́ков.

ТЕНЗОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ (пьезосопротивление) — изменение сопротивления (проводимости σ) кристаллов под действием всестороннего сжатия (растяжения) или одноосной деформации. Особенно велик Т. э. в полупроводниках (открыт Ч. Смитом в 1947 г. в Ge и Si [1]), где он связан с изменением энергии, спектра носителей заряда при деформации, в частности с изменением ширины запрещенной зоны и энергии ионизации примесных уровней; с отнесит. изменением энергии от доли дырок в многодолинных полупроводниках; с расщеплением дырочных зон, края в отсутствие деформации вырождены; с изменением эффективной массы носителей заряда (см. *Зонная теория*). Все это приводит к изменению концентрации и подвижности носителей заряда.

Линейный Т. э. (малые деформации) описывается т. н. тензорами эластосопротивления $m_{\alpha\beta\gamma\delta}$ или пьезосопротивления $\pi_{\alpha\beta\gamma\delta}$, связывающими отнесит. изменение проводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ (σ_0 — проводимость в отсутствие деформаций) с тензором деформации $u_{\alpha\beta}$ или тензором упругого напряжения $P_{\alpha\beta}$:

$$\frac{\Delta\sigma_{\alpha\beta}}{\sigma_0} = \sum_{\gamma,\delta} m_{\alpha\beta\gamma\delta} u_{\gamma\delta} = \sum_{\gamma,\delta} \pi_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\gamma\delta}.$$

Учитывая симметрию относительно перестановки индексов σ и u (P), обычно используют матричные обозначения, вводя вместо двух пар индексов α, β и γ, δ соответственно два индекса n и m , вробегающие значения от 1 до 6. Тензорным обозначениям α, β или γ, δ , равным 11, 22, 33, 23, 13, 12, соответствуют матричные обозначения m или n : 1, 2, 3, 4, 5, 6 (см. [6]). При этом $\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta}$ ($n=1-6$); $m_{\alpha\beta\gamma\delta} = m_{nm}$ ($n, m=1-6$), $\pi_{\alpha\beta\gamma\delta} = \pi_{nm}$ ($n=1-6, m=1-3$), $\pi_{\alpha\beta\gamma\delta} = (1/2)\pi_{nm}$ ($\gamma \neq \delta, m=1-6, n=4-6, u_{\alpha\beta} = u_m$ ($m=1-3$), $u_{\alpha\beta} = (1/2)u_m$ ($\alpha \neq \beta, m=4-6$), $P_{\alpha\beta} = P_m$ ($m=1-6$). В кубич. кристаллах отличны от 0 три компоненты эластосопротивления m и пьезосопротивления π , связанные друг с другом соотношениями

$$\begin{aligned} \pi_{11} + 2\pi_{12} &= (m_{11} + 2m_{12})(S_{11} + 2S_{12}), \\ \pi_{11} - \pi_{12} &= (m_{11} - m_{12})(S_{11} - S_{12}), \\ \pi_{44} &= m_{44} S_{44}, \end{aligned} \quad (1)$$

где S_{mn} — компоненты тензора коэф. упругости.

В соевт. полупроводниках осн. механизмом ответственным за Т. э., является изменение концентрации носителей заряда, вызываемое изменением ширины запрещенной зоны. В примесных полупроводниках Т. э. обычно вызывается изменением спектра носителей заряда в результате расщепления вырожденной зоны при одноосных деформациях, изменяющих симметрию кристалла.

В многодолинных полупроводниках вырождение снимается в результате смещения долин (изоэнергич. поверхности — эллипсоидов) относительно друг друга при деформациях, нарушающих их эквивалентность. Соответственно в n -Ge, где эллипсоиды в импульсном пространстве расположены на осях [111], большой является компонента m_{44} (π_{44}); в n -Si они расположены на осях [100] и большая компонента $m_{11} - m_{12}$ ($\pi_{11} - \pi_{12}$). Эти компоненты определяются значениями констант деформационного потенциала Ξ_u и соответственно равны [2, 3]:

$$m_{44} = -\frac{1-k}{3} \frac{1+2k}{1+2k} \Xi_u / kT \quad (n\text{-Ge}), \quad (2)$$

$$\frac{m_{11} - m_{12}}{2} = -\frac{1-k}{2} \frac{1-k}{1+2k} \Xi_u / kT \quad (n\text{-Si}),$$

где $k = \mu_1 / \mu_2$ — коэф. анизотропии подвижности носителей заряда для одной экстремумы (долинной) зоны (μ_1 — подвижность вдоль оси вращения эллипсоида, μ_2 — поперек).

В полупроводниках с вырожденными зонами типа p -Ge или p -Si Т. э. обусловлен расщеплением валентной зоны в точке $p=0$ спектра дырок $\delta(p)$ и изменением спектра вблизи экстремума. Большой Т. э. наблюдается при всех одноосных деформациях [3].

При больших деформациях, когда отност. сменение длины в многодлинных полупроводниках или расщепление вырожденной зоны в точке $p=0$ становятся сравнимыми с kT , Т. э. становится нелинейным по деформации; при достаточно больших деформациях, когда все носители «перестают» в ниж. экстремумы, сопротивление практически «выходит на насыщение» (перестает меняться). При прыжковой проводимости большая величина $\Delta\sigma/\sigma$ обусловлена изменением перекрытия волновых ф-ций, вызываемым изменением спектра носителей заряда.

Лит.: 1) Smith C. S., Piezoresistance in germanium and silicon, «Phys. Rev.», 1954, v. 94, p. 42; 2) Morin F. J., Geballe T. H., Herring C., Temperature dependence of the piezoresistance of high purity silicon and germanium, «Phys. Rev.», 1957, v. 105, p. 525; 3) Бар Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; 4) Гладковский Б. А., Пикус И. Д., Электрорезисторы сопротивления, 2 изд., М., 1972; 5) Подмаркова А. Л., Физические принципы работы полупроводниковых датчиков механических величин, «Акуст. ж.», 1972, т. 18, и. 1, с. 1; 6) Най Дж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, пер. с англ., 2 изд., М., 1967.

Г. Е. Пикус.

ТЕНЗОРЕЗИСТОР (от лат. *tensus* — напряжённый и *резистор*) — резистор, изменяющий своё электр. сопротивление вследствие деформации, вызываемой приложенными к нему механич. напряжениями. Осн. характеристикой материала Т. является коэф. тензочувствительности (k), определяемый как отношение отност. изменения электр. сопротивления к величине отност. деформации. Для металлов (никрома, константана, сплавов на основе Ni, Mo, Pt) $k=2-14$ (определяется в основном только изменением геом. размеров Т.); для полупроводников (Ge, Si и др.) $k=100-200$. Материалы Т. изготавливают из проволоки или фольги в виде решётки, полупроводниковые Т.— в виде пластинок (длина 1—10 мм, ширина 0.2—1.0 мм, толщина 20—60 мкм) или эпитаксиальных плёнок (см. *Эпитаксия*).

Т. используются гл. обр. в качестве чувствит. элемента измерит. преобразовател. (тензодатчиков), применяемых для измерения механич. напряжений, деформаций твёрдых тел, а также в преобразователях давления или механич. напряжения в электр. сигнал, напр. в микрофонах и звукоиндикаторах.

Лит.: Ильинская Л. С., Подмаркова А. Н., Полупроводниковые тензодатчики, М.—Л., 1966. А. Н. Подмаркова.

ТЕНЗОРНЫЙ АНАЛИЗ — матем. теория, изучающая объекты спец. рода — тензорные поля (см. *Тензор*).

Необходимость применения Т. а. возникает, когда для изучения того или иного физ. явления (относительно к-рого имеется полная система непротиворечивых данных для создания абстрактных моделей в матем. терминах) приходится привлекать метод координат. Координатный метод позволяет параметризовать модель при помощи конечного или бесконечного числа параметров (координат), к к-рым можно применять те или иные матем. операции. Выводы, полученные в результате этих операций над параметрами, должны иметь объективный смысл и характеризовать свойства изучаемого явления, не зависящие от использованного нами способа параметризации, т. е., как говорят, эти выводы должны быть инвариантными относительно выбора системы координат.

При изучении конкретных задач выбор системы координат не всегда безразличен. Часто благодаря удачному выбору координатной системы значительно упрощаются выкладки, соотношения приобретают простую форму, и это облегчает установление искомым свойств изучаемых объектов. Одна из гл. задач Т. а. состоит в том, чтобы найти критерии, позволяющие выявить инвариантность тех или иных выражений, составленных при помощи параметров спец. систем координат.

В физике чаще всего рассматриваются тензорные поля, зависящие от точки трёхмерного евклидова пространства

(в механике, теории упругости, электродинамике и т. д.) либо от точки четырёхмерного псевдоевклидова пространства (см. *Минковского пространство-время*) (в теории относительности, теории поля и т. д.). Однако гл. теорема о существовании локальных гомоморфизмов в многомерных областях позволяет строить Т. а. на многообразиях (см. *Многообразия*) любого (конечного) числа измерений.

Физ. примерами скалярных полей, т. е. тензорных полей ранга 0, являются: темп-ра неравномерно нагретого тела, потенциал неоднородного эл.-статич. поля, плотность неоднородного тела, давление в неоднородной газовой среде. В качестве примеров векторных полей, т. е. тензорных полей ранга 1, можно рассматривать четырёхмерный вектор эл.-магн. поля или четырёхмерный вектор плотности тока.

Над тензорными полями можно осуществлять те же алгебраич. действия, что и над тензорами, имея в виду, что все тензорные поля берутся в одной и той же точке.

В Т. а. в осн. изучаются дифференц. операции над тензорными полями. При этом требуются такие обобщения этих операций, к-рые при применении к тензорным полям сохраняют их тензорную структуру.

Частные производные компонент тензорного поля по координатам x^i уже не являются, вообще говоря, тензорным полем. Это связано с тем, что при переходе от одной точки к другой изменяются не только компоненты тензора (для простоты иногда тензорное поле будем называть тензором), но и локальная координатная система, в к-рой определяются эти компоненты. Поэтому разность между «значениями» тензора в точках $(x^1 + dx^1, \dots, x^n + dx^n)$ и (x^1, \dots, x^n) не может быть определена как бесконечно малое приращение тензорного поля или его дифференциал. Вместо этого в Т. а. определяется абсолютный дифференциал DT тензора T с дифференцируемыми компонентами, удовлетворяющий постулатам:

- 1) абс. дифференциал DT является тензором того же ранга, что и T ;
- 2) имеют место след. правила дифференцирования

$$D(A+B) = DA + DB,$$

$$D(AB) = (DA)B + A(DB),$$

где (AB) — выпн. произведение тензоров A и B . Если тензор T задётся в римановом пространстве дифференцируемыми компонентами $T^i_1 \dots T^i_n$, то компоненты его абс. дифференциала $DT^i_1 \dots T^i_n$ определяются ур-ниями

$$DT^i_1 \dots T^i_n = \frac{DT^i_1 \dots T^i_n}{dx^j} dx^j \equiv T^i_1 \dots T^i_n dx^j,$$

где $T^i_1 \dots T^i_n$ — ковариантная производная тензора T ,

$$T^i_1 \dots T^i_n = \frac{\partial T^i_1 \dots T^i_n}{\partial x^j} - \sum_1^q T^i_1 \dots T^i_n \Gamma^q_{i_1 \dots i_n} \Gamma^j_{q i_1} + \sum_{l=1}^p T^i_1 \dots T^i_n \Gamma^i_{i_1 \dots i_n} \Gamma^j_{q i_1}$$

здесь Γ^j_{ik} — Кристоффеля символы второго рода, связанные с метрич. тензором след. образом:

$$\Gamma^j_{ik} = \frac{1}{2} g^{jl} \left(\frac{\partial g_{li}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{lk}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^l} \right)$$

Отметим, что сами символы Кристоффеля не являются тензорами.

Нахождение ковариантной производной нс. ковариантным дифференцированием. Ковариантная производная тензорного поля образует тензорное поле, имеющее на один ковариантный индекс больше, чем исходное поле. Напр., если $t_i(x^1, \dots, x^n)$ — ковариантное тензорное поле ранга 1, т. е. ковариантное векторное поле, то ковариантная производная этого тензора

$$t_{i,j} = \frac{\partial t_i}{\partial x^j} - \Gamma^k_{ij} t_k$$

и является ковариантным тензором ранга 2. Если $l^i(x^1, \dots, x^4)$ — контравариантное тензорное поле ранга 1, т. е. контравариантное векторное поле, то его ковариантная производная

$$l^i{}_{;j} = \frac{\partial l^i}{\partial x^j} + \Gamma_{kj}^i l^k$$

и является контравариантным тензором ранга 1 и ковариантным тензором ранга 1. Правила ковариантного дифференцирования для суммы и произведения тензоров совпадают с правилами обычного дифференцирования. Ковариантное дифференцирование перестановочно со свертыванием.

В декартовых прямоугол. координатах (где символы Кристоффеля равны нулю) и для скалярного поля ковариантная производная совпадает с обычной.

Ковариантное дифференцирование на римановых многообразиях некоммутативно. Напр., для любого вектора с компонентами l^i , вообще говоря, $l^i{}_{;k} l^k \neq l^k{}_{;i} l^i$, т. е. $(l^i{}_{;k} l^k)_{;j} \neq (l^k{}_{;i} l^i)_{;j}$, где R_{jk}^i — тензор Римана — Кристоффеля (*кривизна тензор*) риманова пространства.

Для риманова пространства с фундам. метрич. тензором $g_{\alpha\beta}$ выполняются соотношения $g_{\alpha\beta} = g_{\beta\alpha}^*$, $g_{\alpha\beta} = 0$ (теорема Риччи), где $g = \det \|g_{\alpha\beta}\|$, т. е. фундам. тензоры ведут себя как константы относительно ковариантного дифференцирования.

Важную роль в Т.а. играет понятие инварианта. Инвариантом наз. выражение, составленное из величин, зависящих от выбора системы координат, к-рое не изменяет своего значения и структуру при замене одних координат другими.

Т.а. был востроен в 19 в. в осн. итал. математиками Г. Риччи и Л. Леви-Чивитто. Быстрое развитие тензорного анализа в 20 в. было стимулировано созданием А. Эйнштейном общей теории относительности, матем. аппаратом к-рой является тензорное исчисление.

Лит.: Кошин П. Е., Векторное исчисление и начала тензорного исчисления, 9 изд., М., 1965; Рашевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Мизан-Ковичев А. Д., Введение в тензорный анализ, пер. с англ., М., 1963; Скоуген Я.-А., Тензорный анализ для физиков, пер. с англ., М., 1965; Соколов-Яков И. С., Тензорный анализ. Теория и приложения в геометрии и в механике сплошных сред, пер. с англ., М., 1971; Вексу И. Н., Основы тензорного анализа и теории ковариантов, М., 1978. С. И. Аязков.

ТЕОРЕМА СРТ — утверждение о том, что релятивистски инвариантная квантовая теория поля с обычной связью между спином частиц и их статистикой автоматически инвариантна относительно произведения преобразований отражения пространств, координат $t \rightarrow -t$ (P -преобразование), обращения времени $t \rightarrow -t$ (T -преобразование) и зарядового сопряжения — замены частиц античастицами (C -преобразование). Эту теорему наз. также Людерса — Паули теоремой [Г. Людерс (G. Lüders), В. Паули (W. Pauli) (1952—55)].

Т. о., для любого движения k -л. частиц существует «симметричное движение античастиц», являющееся «зеркальным изображением» первого и обращённым относительно него по времени. Имеется принципиальная разница между требованием инвариантности относительно каждого из этих дискретных преобразований по отдельности и требованием CPT -инвариантности. Инвариантность относительно C , P и T -преобразований накладывает ограничения на значения констант взаимодействия в лагранжиане. Напр., P -инвариантность требует равенства констант взаимодействия фермионов с противоположными киральностями, а CP -инвариантность — вещественности констант взаимодействия. Из эксперимента известно, что дискретные C , P и T -симметрии нарушены. Лагранжиан стандартной $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -модели (см. *Квантовая хромодинамика*, *Электрослабое взаимодействие*) не обладает соответствующими симметриями и с точки зрения соп. теории скорее нуждается в объяснении факт сравнительно слабого нарушения дискретных симметрий.

Статус CPT -инвариантности совершенно иной, поскольку основой CPT -теоремы служат требования спец. (частной) теории относительности. Действительно, чётное число отражений координат *Минковского пространства-времени* (PT) формально сводится к повороту в нём (на мнимый угол). Поэтому существующие физ. теории, инвариантные относительно *Лоренца преобразований* (т. е. новорожденных в пространстве Минковского), оказываются автоматически CPT -инвариантными. (Построить пример локальной квантовой теории поля, не обладающей CPT -инвариантностью, достаточно трудно.) Т. о., эксперим. проверка CPT -теоремы по существу является проверкой релятивистской инвариантности и локальности взаимодействия.

CPT -инвариантность приводит к след. равенству для матричных элементов S -матрицы: $\langle a | S | b \rangle = \langle \bar{b} | S | \bar{a} \rangle$, где $|\bar{a}\rangle, |\bar{b}\rangle$ — состояния CP -сопряжённые по отношению к состояниям $|a\rangle, |b\rangle$. Отсюда получаются предсказания равенства времён жизни и абс. значений магн. моментов частиц и античастиц. Из CPT -теоремы также следует равенство масс частиц и античастиц. Все следствия CPT -инвариантности подтверждаются с огромной точностью. Наилучшая точность в измерении разности масс частиц и античастиц достигнута для нейтральных K -мезонов: $|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|/m_{K^0} < 6 \cdot 10^{-19}$. Равенство *аномальных магнитных моментов* электрона и позитрона проверено с точностью $\sim 10^{-12}$. Равенство времён жизни (τ) частиц и античастиц с наб. точностью проверено для мюонов: $(\Gamma_{\mu^-} - \Gamma_{\mu^+})/\Gamma_{\mu^-} < (3 \pm 3) \cdot 10^{-5}$ ($\tau \approx \hbar/\Gamma$, Γ — соответствующая ширина распада).

Лит.: Мэттьюс П., Релятивистская квантовая теория взаимодействия элементарных частиц, пер. с англ., М., 1959; Берестетский В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989. М. И. Висоцкий.

ТЕОРИЯ ИНФОРМАЦИИ — наука о статистич. процессах передачи информации в техн., природных и социальных системах. Осн. понятия Т.и. — мера кол-ва информации, иррелевантная способность канала связи, эфф. кодирование сообщений — были введены в 40-х гг. 20 в. К. Шенноном [1]. Т.и. является по существу статистич. теорией связи, или теорией передачи информации, однако общей характер её положений позволяет исследовать также процессы получения, обработки и хранения информации.

Т.и. тесно связана с теорией кодирования, в к-рой рассматриваются общие проблемы установления соответствия между сообщениями и сигналами, представляющими эти сообщения (см. также *Кодирование информации*), а также с теорией обработки сигналов, в к-рую входит квантование и восстановление квантованных сигналов, а также коррелиц. и спектральный анализы сигналов.

Методы Т.и. использовались с разной степенью плодотворности во мн. прикладных областях, включая информатика, языковедение, криптографию, теорию управления, обработку изображений, генетику, психологию, экономику, организацию производства, однако осн. значение они имеют для теории систем связи. Возникновение Т.и. стимулировало также исследования в области теории вероятностей.

Т.и. рассматривает понятие «информации» только с количественной, безотносительно к её ценности и даже смыслу. При таком подходе сраница машинного текста максимально содержит всегда примерно одинаковое кол-во информации, определяемое только числом знаков и пробелов (т. е. символов) на странице и не зависящее от того, что именно на ней напечатано, включая случай бессмысленного, хаотического набора символов. Для моделирования систем связи такой подход правомерен, поскольку они предназначены для безошибочной передачи по каналу связи информации, представленной любым набором символов. В тех же случаях, когда существует учёт ценности и смысла информации, количеств. подход неинформативен. Это обстоятельство налагает существенные ограничения на области возможных приложений Т.и. Неусёт её привёл на ранних этапах развития к пероценке прикладной значимости Т.и. [1].

Осн. структурная схема системы связи, рассматриваемая в Т. и., приведена на рис. 1. Информацию в виде сообщений создаёт источник сообщений. Сообщения представляют собой слова или наборы слов, записанные буквами некоего алфавита. Источниками сообщений могут быть человеческая речь, тексты на любых естеств. или формальных языках, данные систем сбора и обработки информации, а также некр-ые математич. модели — вероятностные процессы, создающие последовательности

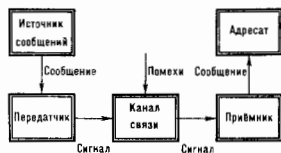


Рис. 1.

букв. Передатчик преобразует передаваемое сообщение в сигнал, соответствующий физ. природе канала связи. Канал связи — это среда для передачи сигнала от передатчика к приёмнику. При прохождении сигнала по каналу на него могут воздействовать помехи, вносящие искажения в значения информ. параметров сигнала. Приёмник восстанавливает по принятому в общем случае с искажениями сигналу исходное сообщение. Восстановленное сообщение поступает адресату — некому лицу или техн. устройству.

Источники сообщений, рассматриваемые в теории информации, имеют статистич. характер, т. е. появление каждого из возможных сообщений (полный набор k -ых предпологаемых заранее известным) определяется соответствующей априорной вероятностью. Согласно Шеннону [1], считается, что чем больше априорная вероятность данного сообщения, тем меньше неопределённость относительно его действительного появления и, следовательно, тем меньше информации оно несёт. Если вероятность появления сообщения — единица, т. е. его появление достоверно, то неопределённости нет и считается, что сообщение не несёт информации.

Для оценки кол-ва информации в сообщении в Т. и. используется логарифмич. мера, введённая Р. Хартия [2], вероятностная интерпретация к-рой была дана в работах Шеннона [1]. Если вероятность появления сообщения x есть $p(x)$, причём $0 < p(x) < 1$, то количество информации $I(x)$, содержащееся в сообщении, определяется ф-лой:

$$I(x) = -\log_2 p(x). \quad (1)$$

Ф-ла (1) определяет кол-во информации с точностью до основания логарифма, т. е. с точностью до пост. множителя. Как правило, в качестве основания логарифма выбирается число 2 и единицей кол-ва информации является бит, что соответствует используемой в вычислит. технике двойной системе счисления.

При любом основании логарифма $I(x) \geq 0$, $I(x) = 0$ при $p(x) = 1$ и $I(x) \rightarrow \infty$ при $p(x) \rightarrow 0$ (рис. 2).

Если x_1 и x_2 — сообщения от двух независимых источников с вероятностями появления $p(x_1)$ и $p(x_2)$, то вероятность их совместного появления $p(x_1, x_2) = p(x_1) \cdot p(x_2)$, а соответствующее кол-во информации

$$I(x_1, x_2) = I(x_1) + I(x_2).$$

Это аддитивное свойство логарифмич. меры служит ос-

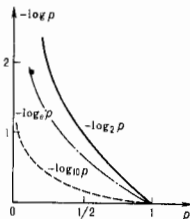


Рис. 2.

нованием для выбора её в качестве меры кол-ва информации, т. к. соответствует интуитивным представлениям о суммировании кол-ва информации, содержащегося в независимых сообщениях.

Для сообщений x_1, \dots, x_n , создаваемых источником с вероятностями p_1, \dots, p_n , причём $\sum_{i=1}^n p_i = 1$, Шеннон ввёл ср. меру кол-ва информации усреднённую по множеству сообщений

$$H = -p_1 \log_2 p_1 - \dots - p_n \log_2 p_n. \quad (2)$$

Логарифм здесь, как и в ф-ле (1), обычно берётся по основанию 2. Ф-ция H , характеризующая информ. свойства источника сообщений, наз. энтропией, т. к. по форме она совпадает с энтропией в статистич. физике, характеризующей априорную неопределённость нахождения статистич. системы в состояниях x_1, \dots, x_n , имеющих вероятности p_1, \dots, p_n . Очевидна прямая аналогия ф-лы (1) для кол-ва информации в сообщении и ф-лы Больцмана для ф-лы энтропии S :

$$S = k \ln W + \text{const.}$$

где k — постоянная Больцмана, W — термодинамическая вероятность. В самой Т. и. и её приложениях эта аналогия с физикой не играет, однако, существенной роли.

Если в ф-ле (2) лишь одна из вероятностей равна единице, а остальные — нули, неопределённости в появлении сообщений нет и $H = 0$. Если сообщения равновероятны: $p_1 = \dots = p_n = 1/n$, и неопределённость в том, какое из них появится, максимальна, то $H = \log_2 n$. Это значение энтропии является максимальным и равно в этом случае кол-ву информации, получаемому от каждого отл. сообщения.

Для источника, создающего два сообщения x_1 и x_2 , к-рые можно закодировать в двоичном коде как 0 и 1 соответственно, при вероятностях сообщений p и $q = 1 - p$

$$H = -p \log_2 p - q \log_2 q.$$

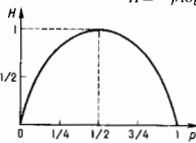


Рис. 3.

График энтропии для этого случая приведён на рис. 3. Энтропия максимальна, когда априорная неопределённость максимальна, т. е. при $p, q = 1/2$. При этом $H = 1$ бит, что соответствует одному двоичному символу (букве), используемому в кодах сообщений.

Если источник создаёт четыре сообщения x_1, x_2, x_3, x_4 , то их можно закодировать в двоичном коде так: 00, 01, 10 и 11. При $p_1 = \dots = p_4 = 1/4$ энтропия максимальна, $H = 2$ бит, что соответствует двум двоичным символам, используемым для кодирования сообщений. Вообще для источника, создающего n сообщений, макс. значение энтропии $H = \log_2 n$, что соответствует мин. числу двоичных символов в кодовых словах одинаковой длины, образующих равноомерные коды и необходимых для кодирования n равновероятных сообщений.

Если сообщения не являются равновероятными, то для экономии ср. времени на их передаче по каналу связи предпочтительно использование неравномерных кодов, образованных более короткими кодовыми словами для более вероятных сообщений и более длинными — для менее вероятных сообщений. Для n кодовых слов, имеющих l_1, \dots, l_n символов, средняя длина слова (сообщения) определяется ф-лой

$$L = \sum_{i=1}^n p_i l_i.$$

где p_i — вероятности появления соответств. слов (сообщений). Энтропия задаёт ниж. границу для L , т. е. $L \geq H$. Уменьшение L , т. е. приближение L к H и как следствие уменьшение ср. времени передачи сообщений, возможно за

счёт применения процедур эффективного кодирования. Эффективность кодирования характеризуется величиной $\eta = H/L$, а величина $\mu = 1 - \eta$ наз. избыточностью. Эфф. кодирование, обеспечивающее мин. значение избыточности, можно осуществлять с помощью кодов Шеннона, Р. Фано, Д. Хаффмена [1, 3] (в случае $\mu = 0$ код наз. оптимальным).

Код Хаффмена строится след. образом. Сообщения (число k -рых конечно) располагаются в таблице в столбце в порядке убывания их вероятностей. Два последних сообщения объединяются в одно с суммарной вероятностью, и далее по тому же правилу строится след. столбец таблицы. Затем в полученном столбце два последних сообщения вновь объединяются в одно с суммарной вероятностью, строится новый столбец таблицы и т.д. Процесс продолжается до тех пор, пока в последнем построенном столбце не останется двух сообщений. Верхнему из них присписывается кодовое слово 0, нижнему — 1. Далее рассматривается предпоследний столбец, в k -ром для объединявшихся сообщений на втором месте кодового слова ставится 0 для верх. сообщения и 1 — для нижнего. Если сообщения не объединялись, то они сохраняют кодовые слова предыдущего столбца. Процесс кодирования продолжается до тех пор, пока кодовые слова не будут присписаны всем исходным сообщениям в первом столбце.

Пусть, напр., источник создаёт четыре сообщения x_1, x_2, x_3, x_4 с вероятностями $p_1 = 1/2, p_2 = 1/4, p_3 = p_4 = 1/8$. Процесс построения кода Хаффмена для этого случая — объединение сообщений и кодирование — показан в табл. 1

Табл. 1.

x_1	p_1	p_1	p_1
x_1	$1/2$	$1/2$	$1/2$
x_2	$1/4$	$1/4$	$1/2$
x_3	$1/8$	$1/4$	$1/2$
x_4	$1/8$	$1/4$	$1/2$

Табл. 2.

x_i	Код	Код	Код
x_1	0	0	0
x_2	10	10	1
x_3	110	11	
x_4	111		

и табл. 2 соответственно. Для построенных кодовых слов сообщений 0, 10, 110, 111 ср. длина слова

$$L = 1/2 \cdot 1 + 1/4 \cdot 2 + 1/8 \cdot 3 + 1/8 \cdot 3 = 7/4,$$

что равно значению энтропии для рассматриваемого источника: $H = -1/2 \log_2 1/2 - 1/4 \log_2 1/4 - 1/8 \log_2 1/8 - 1/8 \log_2 1/8 = 7/4$. Избыточность кодирования $\mu = 0$, эффективность $\eta = 1$, т.е. построенный код — оптимальный. Использование эфф. кодирования, однако, допустимо только при полной гарантии отсутствия ошибок при кодировании и декодировании сообщений, т.к. в этом случае ошибка в восстановлении одного сообщения может повлечь появление ошибок при восстановлении многих последующих сообщений.

К наиб. важным проблемам Т.и. относится согласование информ. свойств источника сообщений и канала связи. Пропускная способность канала связи C определяется как макс. кол-во информации, k -рое способ передать канал в единицу времени. Единичной из-

мерения пропускной способности канала связи является 1 бит/с.

Пусть источник создаёт сообщения в виде слов, записываемых буквами алфавита $A_m = \{a_1, \dots, a_m\}$. При вероятностях появления этих букв p_1, \dots, p_m на одну букву приходится в ср.

$$H = \sum_{i=1}^m p_i \log_2 p_i$$

бит информации. Основная теорема Шеннона для канала связи без шума формулируется след. образом.

Пусть источник сообщений характеризуется энтропией H (бит/буква), а канал связи имеет пропускную способность C (бит/с). Тогда можно закодировать сообщения так, чтобы передавать символы по каналу связи со ср. скоростью C/H — ε (буква/с), где ε — сколько угодно малое число. Передавать буквы со ср. скоростью, превышающей C/H , невозможно. Достижение верх. границы для скорости передачи, указываемой теоремой Шеннона, осуществляется за счёт применения процедур эфф. кодирования.

При передаче сигналов по каналам связи на них возможно действие разл. помех, шумов, k -рые могут привести к искажениям восстанавливаемых сообщений. Пусть, как и ранее, источник сообщений создаёт слова, записываемые буквами алфавита $A_m = \{a_1, \dots, a_m\}$ при вероятностях их появления p_1, \dots, p_m . Пусть далее вследствие действия помех слов, восстанавливаемых приёмником, оказываются записанными в алфавите $B_m = \{b_1, \dots, b_m\}$, k -рый, в частности, может совпадать с алфавитом источника, причём вероятности появления букв алфавита B_m равны r_1, \dots, r_m . Тогда кол-во информации на выходе канала связи относительно его входа, приходящее на одну передаваемую букву, определяется след. ф-лой:

$$I(B_m, A_m) = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m p_{ij} \log_2 \frac{p_{ij}}{p_i p_j},$$

где p_{ij} ($i = 1, \dots, m; j = 1, \dots, m$) — вероятности совместного появления букв входного и выходного алфавитов.

Пропускная способность канала связи с шумами C_m определяется как макс. кол-во информации $I(B_m, A_m)$, k -рое можно передать по каналу связи за 1 с. Максимум находится для всех возможных источников, k -рые могут быть использованы на входе данного канала связи.

Теорема Шеннона для канала связи с шумами формулируется след. образом.

Пусть H_1 — ср. кол-во информации, создаваемое источником в единицу времени, т.е. производительность источника сообщений, измеряемая в бит/с. Пусть далее C_m — пропускная способность канала с шумом, тоже измеряемая в бит/с. Тогда если $H_1 \leq C_m$, то такой системы кодирования не существует.

Пропускная способность канала с шумом существенно зависит от действующих на сигналы помех. Рассмотрим двоякий симметричный канал, передающий двойные буквы 0 и 1 с вероятностью правильной передачи ε и искажающий их с вероятностью $\delta = 1 - \varepsilon$. Пропускная способность такого канала при передаче одной буквы в секунду определяется ф-лой

$$C_m = 1 + \varepsilon \log_2 \varepsilon + \delta \log_2 \delta.$$

График зависимости C_m от δ приведён на рис. 4. Если $\varepsilon = \delta = 1/2$, т.е. если вероятность правильной передачи буквы равна вероятности её искажения, то пропускная способность канала с шумом $C_m = 0$.

Теорема Шеннона для канала с шумом не указывает конкретного способа борьбы с помехами. Простейший способ борьбы с помехами, состоящий из много-

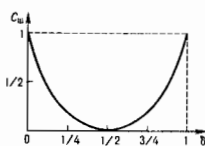


Рис. 4.

кратном повторении сообщений, неэффективен, т. е. требует больших затрат времени на передачу. Большую эффективность обеспечивает применение кодов, позволяющих обнаруживать и исправлять ошибки передачи. Помехоустойчивость кодирования при этом обеспечивается спец. введением избыточности, т. е. введением в сообщение дополнительных символов, к-рые используются для обнаружения и исправления ошибок в принятом сообщении. К числу кодов, обнаруживающих и исправляющих ошибки, относятся коды Хэмминга (см. *Кодирование информации*).

Лит.: 1) Шейнон К., Работы по теории информации и кибернетике, пер. с англ., М., 1963; 2) Хартаги Р., Передача информации, пер. с англ., в сб.: Теория информации и ее приложения, М., 1959; 3) Стратонович Р. Л., Теория информации, М., 1975; 4) Поплавский Р. П., Термодинамика информационных процессов, М., 1981; 5) Николлис Д. С., Динамика иерархических систем, пер. с англ., М., 1989. В. И. Капалин.

«ТЕПЛОВАЯ СМЕРТЬ» ВСЕЛЕННОЙ — гипотеза, выдвинутой Р. Клаузиусом (R. Clausius, 1865) как экстрapolация *второго начала термодинамики* на всю Вселенную. Согласно Клаузиусу, «энергия мира постоянна, энтропия мира стремится к максимуму». Т. е. Вселенная должна прийти в состояние полного равновесия *термодинамического* (состояние «тепловой смерти»). Отноко экстраполяция второго начала термодинамики, установленного в лаб. условиях, на всю Вселенную необоснованна. *Вселенная* не является обычной замкнутой изолированной системой, для к-рой формулируются законы термодинамики.

Для рассмотрения эволюции Вселенной (в частности, тепловой) необходимо учесть переменное гравитационное поле (см. *Космология*). А. А. Фридман доказал, что Вселенная, заполненная гомогенным веществом, не может быть стационарной, а должна расширяться или сжиматься. В этом случае из возрастания энтропии не следует стремления системы к термодинамич. равновесию и парадокс (Т. е. «В» не возникает (см. также *Энтропия Вселенной*)).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Г. М., Теория поля, т. 2, изд. М., 1988; Толмеч Р., Относительность, термодинамика и космология, пер. с англ., М., 1974, т. 10; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Вейсберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975. Д. Н. Зубарев.

ТЕПЛОВАЯ ФУНКЦИЯ (тепловая функция Гиббса) — то же, что *энтропия*.

ТЕПЛОВИДЕНИЕ — получение видимого изображения тел до их тепловому (ИК-) излучению, собственному или рассеянному; используется для определения формы и местоположения слабонагретых и замаскированных объектов, в т. ч. находящихся в темноте или в оптически непрозрачных средах. В последнем случае в среде создается искусств. тепловой поток, равномерность к-рого нарушается скрытым от глаз объектом (дефектом среды), что проявляется в виде перепадов темп-ры на внеш. поверхности среды. Последнее открывает широкие возможности для неразрушающих методов контроля. Особенности наблюдения в дальней ИК-области спектра состоят в отсутствии излучающего фона — все окружающее тело имеет собственное *тепловое излучение*, сравнимое по плотности испускаемых ими фотонов (при комнатной темп-ре и длине волны излучения $\lambda = 10$ мкм) с солнечным светом на длине волны 0,5 мкм (примерно 10^{18} фотонов/см² с). Если бы человеческий глаз был чувствителен к длинноволновому ИК-излучению, он был бы ослеплен излучением окружающих тел. Кроме того, было бы невозможно наблюдать радиант. контрасты, поскольку даже разность темп-ры в 0,2° С создаст (при $\lambda = 10$ мкм) контраст $\sim 0,3\%$, а минимально наблюдаемый глазом контраст составляет 1—2%. Поэтому разрабатываются спец. приборы — тепловизоры (или термографы), воспроизводящие на экране и регистрирующие не абсолютные значения энергетич. яркости лаггрего тела, а лишь изменения яркости относительно ср. уровня. Это позволяет достичь высокого контраста в изображении при весьма малых различиях в темп-ре (до 0,01—0,001° С) между деталями объекта наблюдения либо между объектом и фоном.

В совр. тепловизорах используются высокочувствит. приёмники ИК-излучения (см. *Приёмники оптического излучения*), преобразующие его в электрич. сигнал, к-рый усиливается, обрабатывается и воспроизводится на экране индикатора. Обычно это охлаждаемые фотозелетрич. приёмники, однако как перспективная альтернатива рассматривается возможность использования неохладжасмых матриц, построенных на пироэлектрич. приёмниках или микроболометрах. *Пироэлектрики* являются также основой для создания пирооптических — тепловиз. трубок с мишенью, чувствительной к ИК-лучам.

Неперелет, наблюдение ИК-излучения слабонагретых объектов без преобразования его в электрич. сигнал может осуществляться сенсбиллизир. фотографич. эмульсиями (для темп-р объекта не ниже 150° С) либо (для более низких темп-р) с помощью *эпанографии* или температурочувств. *жидких кристаллов*.

Интенсивность теплового излучения тела, достигнутого приёма излучения, определяется не только темп-рой тела и его излучат. способностью, но и ослаблением, атмосферой. «Окна» прозрачности атмосферы в ИК-области спектра находятся в диапазонах 3,5—3,5 мкм и 7,5—12 мкм, поэтому в этих диапазонах обычно и работают совр. тепловизоры.

Т. применяется в военной технике для наблюдения, разведки и прицеливания; в медицине для диагностики разл. заболеваний; в навигации, геологии, и лесовой разведке, экологии, дефектоскопии, при науч.-техн. исследованиях тепловых процессов и т. д.

Лит.: Левитин И. В., Инфракрасная техника, Л., 1973; Мирошников М. М., Теоретические основы оптико-электронных приборов, Л., 1977; Лойд Дж. Э., Системы тепловидения, пер. с англ., М., 1978; Крикунов Л. Э., Падалько Г. А., Тепловизоры, Справочник, К., 1987; Гессерт Ж., Инфракрасная термография, пер. с франц., М., 1988. М. М. Миротинков.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (температурное излучение) — эл.-магн. излучение, испускаемое веществом и возникающее за счёт его внутр. энергии (в отличие, напр., от люминесценции, к-рая возбуждается внеш. источниками энергии). Т. и. имеет *сплошной спектр*, положение максимума к-рого зависит от темп-ры вещества. С её повышением возрастает общая энергия испускаемого Т. и., а максимум перемещается в область малых длин волн. Т. и. испускает, напр., поверхность накаливаемого металла, земная атмосфера и т. д.

Т. и. возникает в условиях детального равновесия в веществе (см. *Детального равновесия принцип*) для всех безызлучат. процессов, т. е. для разл. типов столкновений частиц в газах и плазме, для обмена энергиями электронного и колебат. движений в твёрдых телах и т. д. Равновесное состояние вещества в каждой точке пространства — состояние локального термодинамич. равновесия (ЛТР) — при этом характеризуется значением темп-ры, от к-рой зависит Т. и. в данной точке.

В общем случае системы тел, для к-рой осуществляется лишь ЛТР и разл. точки к-рой имеют разл. темп-ры, Т. и. не находится в термодинамич. равновесии с веществом. Более горячие тела испускают больше, чем поглощают, а более холодные — соответственно наоборот. Происходит перенос излучения от более горячих тел к более холодным. Для поддержания стационарного состояния, при к-ром сохраняется распределение темп-ры в системе, необходимо восполнять потерю тепловой энергии излучением более горячим телом и отводить её от более холодного тела.

При полном термодинамич. равновесии все части системы тел имеют одну темп-ру и энергия Т. и., испускаемого каждым телом, компенсируется энергией поглощаемого этим телом Т. и. других тел. В этом случае детального равновесия имеет место и для излучат. переходов. Т. и. находится в термодинамич. равновесии с веществом и наз. *излучением равновесным* (равновесным является Т. и. *абсолютно чёрного тела*). Спектр равновесного излучения не зависит от природы вещества и определяется *Планком законом излучения*.

Для Т. и излучающих тел справедлив **Кирхгофа закон излучения**, связывающий их испускатель и поглощатель способности с испускатель способностью абсолютно чёрного тела.

При наличии ЛТР, применяя законы излучения Кирхгофа и Планка к испусканию и поглощению Т. и в газах и плазме, можно изучать процессы переноса излучения. Такое рассмотрение широко используется в астрофизике, в частности в теории звёздной атмосферы.

Лит.: Пландк М., Теория теплового излучения, пер. с нем., Л.—М., 1935; Ельшиевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Соколов В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985.

М. А. Ельшиевич.

ТЕПЛОЕ РАВНОВЕСИЕ—см. *Равновесие термодинамическое*.

ТЕПЛОЕ РАСШИРЕНИЕ—изменение размеров тела при нагревании. Т. р. при пост. давлении p количественно характеризуется изобарным коэф. расширения (коэф. объёмного Т. р.) $\alpha = V^{-1}(dV/dT)_p$, где V —объём тела (твёрдого, жидкого или газообразного). Практически значение α определяется ф-лой

$$\alpha = \frac{V'-V}{V(T'-T)},$$

где V' и V —объём тела при темп-рах T' и T соответственно ($T' > T$). Для твёрдых тел, наряду с α , вводят коэф. линейного Т. р.

$$\alpha_x = l^{-1}(dl/dT)_p,$$

где l —нач. длина тела вдоль выбранного направления. В общем случае анизотропных тел $\alpha = \alpha_x + \alpha_y + \alpha_z$, причём различные или равны линейному коэф. Т. р. α_x , α_y , α_z вдоль кристаллографич. осей x , y , z определяется симметрией кристалла. Напр., для кристаллов с кубич. структурой, как же, как и для изотропных тел, $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_z = \alpha$.

Для большинства тел $\alpha > 0$, но существуют исключения. Напр., вода при нагреве от 0 до 4 °С при атм. давлении сжимается ($\alpha < 0$). Зависимость α от T наиб. заметна у газов (для идеального газа $\alpha = 1/T$), у жидкостей она проявляется слабее. У нек-рых твёрдых тел (кварца, ниара и др.) коэф. α мал и практически постояен в широком интервале T . При $T \rightarrow 0$ коэф. $\alpha \rightarrow 0$.

Т. р. газов обусловлено увеличением кинетич. энергии частиц газа при его нагреве и совершении за счёт этой энергии работы против сил внеш. давления. У твёрдых тел и жидкостей Т. р. связано с несимметричностью (ангармонизмом) тепловых колебаний атомов, благодаря чему межатомные расстояния с ростом T увеличиваются (см. *Колебания кристаллической решётки*). Эксперим. определение α осуществляется методами дилатометрии. Т. р. тел учитывается при конструировании приборов, машин и установок, работающих в переменных температурных условиях.

Лит.: Гиршфельдер Дж., Кертинс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Новикова С. И., Тепловое расширение твёрдых тел, М., 1974.

ТЕПЛОВЫЙ БАЛАНС АТМОСФЕРЫ—соотношение прихода и расхода энергии в атмосфере Земли. Т. б. а. является составляющей *теплового баланса Земли*. Спешивкой Т. б. а. является многослойность, к-рая обеспечивает сложное распределение (стратификацию) темп-ры в атмосфере Земли (см. также *Атмосфера верхняя*).

Приходящее на верх. границу атмосферы ($H \approx 1000$ км над поверхностью Земли) излучение Солнца прежде всего проходит самый верх. слой атмосферы—термосферу. В термосфере на высотах более 100 км происходит практически полное поглощение атомным и молекулярным кислородом, а также молекулярным азотом солнечного излучения с длиной волны менее 0,1 мкм. Благодаря этому темп-ра в термосфере растёт с высотой: от ≈ 200 К при $H = 90$ км до ≈ 1000 К при $H \geq 600$ км.

На высотах менее 100 км связь поглощения солнечного излучения со стратификацией темп-ры в атмосфере становится менее заметной. Мин. темп-ры в атмосфере отмеча-

ются на уровне мезопазы на высоте $H \approx 90$ км. Ниже этого уровня располагается слой мезосферы, в к-ром темп-ра растёт до 270 К при убывании высоты до уровня стратопазы ($H \approx 50$ км). Рост темп-ры в мезосфере происходит параллельно с практически полным поглощением молекулами кислорода солнечного излучения с длиной волны менее 0,2 мкм. При уменьшении высоты в стратосфере наблюдается как усиление поглощения солнечного излучения с длиной волны менее 0,3 мкм молекулами озона, так и радиаци. выхолаживание молекулами двуокиси углерода.

На высотах 25—30 км происходит практически полное поглощение озонем солнечного излучения с длиной волны менее 0,3 мкм. Далее с уменьшением высоты происходит уменьшение темп-ры до 220 К на уровне тропопазы. Распределение темп-ры в тропосфере определяется её тепловым взаимодействием с подстилающей поверхностью и конвективным переносом скрытого и явного тепла по высоте и по горизонтали. Скорости и направления переноса тепла в слоях, расположенных на разных высотах, могут быть существенно различными. Тропосфера прогревается за счёт конвективного и турбулентного теплообмена, поглощения длинноволнового излучения поверхности Земли, а также за счёт поглощения тепла, выделяющегося при конденсации в атмосфере водяного пара.

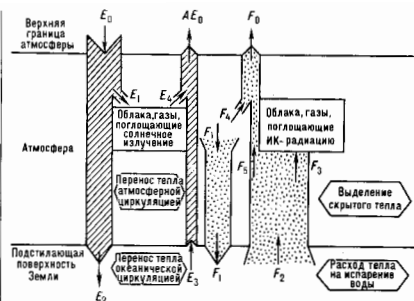
Среднегодовой глобальный Т. б. а. определяется разностью поглощённой атмосферой энергии (солнечного излучения и излучения поверхности Земли) и излучённой энергии (к подстилающей поверхности Земли и в космос).

Уходящая в космос энергия теплового излучения планеты, равная $235 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$, соответствует тепловому излучению эфф. атм. слоя с темп-рой 253 К. Такую темп-ру имеет верх. граница облаков, расположенная на высотах от 4 до 7 км над поверхностью Земли. Альbedo системы Земля—атмосфера определяется в осн. отражением коротковолновой радиации от тропосферных облаков.

Важнейшей характеристикой Т. б. а. являются *парниковый эффект* системы Земля—атмосфера. Увеличение кол-ва облаков в тропосфере ведёт к увеличению альbedo системы Земля—атмосфера и парникового эффекта. В светлое время суток эффект увеличения альbedo преобладает над парниковым и приводит к уменьшению притока энергии в систему Земля—атмосфера. В тёмное время суток наличие облаков резко увеличивает парниковый эффект и уменьшает потери энергии системой. Ледниковые периоды на Земле, по-видимому, были обусловлены увеличением альbedo системы Земля—атмосфера, происшедшим за счёт выброса действующими вулканами в стратосферу большой массы частиц вулканич. пепла. Всё увеличивающееся сжигание природного топлива может привести к значит. увеличению в атмосфере содержания двуокиси углерода. Рост концентрации этого газа в атмосфере приведёт к увеличению парникового эффекта, что может повлечь за собой потепление климата Земли.

Лит. см. при ст. *Тепловой баланс Земли*. А. Г. Лактинов.

ТЕПЛОВЫЙ БАЛАНС ЗЕМЛИ—баланс энергии тепловых и радиаци. процессов в атмосфере и на поверхности Земли. Осн. приток энергии в систему атмосфера—Земля обусловлен солнечным излучением в спектральном диапазоне от 0,1 до 4 мкм (коротковолновая радиация—КВР). Он характеризуется ср. энергией КВР, падающей на единичную площадку на верх. границе атмосферы Земли—инсоляцией— E_0 . В атмосфере часть этой энергии ($E_1 - E_2$) поглощается облаками, аэрозолем и газами, часть (E_3) рассеивается и отражается в космос (см. рис.). (При рассмотрении Т. б. З. обычно оперируют усреднёнными по времени и по поверхности, охватывающей Землю в пределах атмосферы, потоками энергии через единичную площадку; пренебрегают толщиной атмосферы по сравнению с радиусом Земли.) До поверхности Земли доходит часть КВР, равная E_2 . Часть КВР (E_3) отражается поверхностью Земли и уходит в космос (т. е., $E_2 - E_3$ поглощается Землей). Общий приток энергии КВР, уходящий в космос, равен AE_0 , где A —альbedo системы атмосфера—Земля.



Помимо КВР в Т. б. З. существенную роль играет тепловое излучение атмосферы и поверхности Земли (длинно-волновая радиация — ДВР, длины волн от 3 до 45 мкм). Поверхностью Земли поглощается противозлучение атмосферы (часть ДВР атмосферы, направленная к Земле) F_1 . Энергия КВР и ДВР, поглощенная поверхностью Земли, расходуется на теплообмен с ижежадающими слоями суши и гидросферы, турбулентный теплообмен с атмосферой, испарение воды и льда с поверхности Земли, создание окисания, циркуляции, переносащего тепло из низкоширотных в высокоширотные районы Земли, и на тепловое излучение поверхности Земли с потоком энергии F_2 .

Часть КВР ($E_1 - E_2$) и поглощенная облаками, атм. газами и аэрозолем часть ДВР, излученной поверхностью Земли (F_3), а также выделявшаяся в атмосфере при конденсации паров воды энергия расходуются на поддержание распределения температур в атмосфере, на создание атм. циркуляции, переносащего явное и скрытое тепло из низкоширотных в высокоширотные районы Земли, на противозлучение атмосферы (F_1) и на излучение атмосферной ДВР в космос (F_2). В космос уходит также часть ДВР поверхности Земли (F_4). Общее кол-во уходящей в космос от планеты ДВР равно F_0 .

«Мгновенные» (не усредненные) значения указанных величин существенно изменяются в течение суток, года и в зависимости от широты и долготы рассматриваемого района. В климатологии принято рассматривать среднегодовую глобальную Т. б. З. Среднегодовые температуры поверхности Земли и атмосферы практически постоянны, что свидетельствует о нулевом Т. б. З. Урние среднегодового глобального Т. б. З. записывается в виде разности сумм поглощенной атмосферой и поверхностью Земли энергии КВР величине уходящей от планеты энергии ДВР:

$$E_0 - A F_0 = (E_1 - E_2) + (E_2 - E_3) = F_4 + F_3 = F_4 + (F_2 - F_3) = F_0$$

Урния теплового баланса поверхности Земли и теплового баланса атмосферы:

$$(E_2 - E_3) - (F_2 - F_1) = Q_1 + Q_2 = 105 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}, \\ (E_1 - E_4) + (F_3 - F_1) + Q_1 + Q_2 = F_4 = 185 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2},$$

где $Q_1 = 88 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ — кол-во тепла, расходуемое на испарение воды с подстилающей поверхности Земли; $Q_2 = 17 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ — кол-во тепла передаваемого поверхностью Земли атмосфере; $E_1 + E_2 = E_0 = 336 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$; $A = 0,30$; $E_1 - E_4 = 80 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$; $E_2 - E_3 = 157 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$; $F_0 = 235 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$; $F_1 \approx F_3 \approx 343 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$; $F_2 = 392 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$; $F_4 = 50 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$.

Т. б. З. определяет важнейшую для климатологии величину теплового излучения поверхности Земли — F_2 , соответствующую среднегодовой температуре поверхности Земли +14,2 С. Эта температура определяет климат Земли. F_2 определяется поглощенной поверхностью Земли КВР ($E_2 - E_3$) и противозлучением атмосферы F_1 . Удивительно

то, что F_2 больше величины поглощенной атмосферой КВР ($E_1 - E_4$). Это явление, наз. парниковым эффектом подстилающей поверхности, обуславливает возможность существования жизни на Земле. Характеристикой парникового эффекта является величина ($F_2 - F_1$), к-рую наз. эфф. излучением поверхности Земли.

При одной и той же величине инсоляции E_0 климат на Земле может быть и более теплым, и более холодным в зависимости от изменения альбедо системы Земля — атмосфера и парникового эффекта.

Лит.: Кондратьев К. Я., Радиационные факторы современных измерений глобального климата, Л., 1980; Кондратьев К. Я., Бяненко В. И., Видение облачности на радиацию и климат, Л., 1984; Климатология, Л., 1989. А. Г. Лактионов

ТЕПЛОВОЙ ПОТОК — вектор, направленный в сторону, противоположную градиенту температуры и равный по абсолютной величине кол-ву теплоты, проходящему через изотермич. поверхность в единицу времени. Измеряется в ваттах или ккал/ч (1 ккал/ч = 1,163 Вт). Т. н., отнесенный к единице изотермич. поверхности, наз. плотностью Т. н. или ул. Т. н., в технике — тепловой нагрузкой. Единицами измерения ул. Т. п. служат Вт/м² и ккал/(м² · ч).

ТЕПЛОВОЙ ПРОБЫЙ (электротепловой пробой) — резкое увеличение электропроводности диэлектрика (или полупроводника) при прохождении через него электрич. тока, обусловленное Джоулевым разогревом (см. Джоулевы потери) и нарушением теплового равновесия образца с окружающей средой. В теориич. отношении Т. п. имеет много общего с тепловым взрывом. Необходимым условием Т. п. является резкое (обычно экспоненциальное) возрастание проводимости с ростом температуры Т. Незначительная в первый момент (при комнатной тем-ре) проводимость вследствие выделения Джоулева тепла приводит к небольшому повышению температуры, вследствие чего проводимость увеличивается; это, в свою очередь, приводит к дальнейшему повышению температуры и т. д. т. е. проводимость и температура взаимно «раскачиваются» друг друга. В связи с тем, что коэф. теплоотдачи зависит от T^2 слабее (обычно линейно), существует некое критич. значение электрич. поля $E_{кр}$ (электрическая прочность), при превышении к-рого стационарное тепловое состояние образца оказывается невозможным (ур-ние теплового баланса не имеет стационарного решения). В этом случае температура со временем лавинообразно нарастает и, в конечном счете, происходит плавление или иное разрушение образца.

Если в цепи образца есть гасящее сопротивление, то разрушение может не произойти; в этом случае происходит перераспределение приложенного напряжения, в результате чего вольт-амперная характеристика (ВАХ) оказывается S-образной. При критич. напряжении ток и температура претерпевают скачок. При уменьшении напряжения скачок в обратном направлении происходит не при том же, а при меньшем критич. значении, т. е. имеет место гистерезис. S-образный характер ВАХ может привести к неоднородности распределения плотности тока j по сечению проводника (исурование тока).

От лавинового пробоя, обусловленного «умножением» числа свободных носителей заряда, Т. п. отличают гораздо большее время нарастания тока (10^{-2} — 10^3 с), сильная зависимость электрич. прочности от размеров и формы образца, температуры окружающей среды, условий теплоотдачи.

Наряду со статич. Т. п. возможен оптический Т. п. в условиях, когда с ростом температуры быстро возрастает коэф. поглощения эл.-магн. волн. Такие условия возможны при поглощении ИК-излучения свободными носителями, при температурном свдвиге линии экзитонного поглощения и т. д. Оптит. Т. п. является одним из возможных механизмов оптической бистабильности.

Лит.: Фрэнк В., Пробой диэлектриков, пер. с нем., М., 1961; Поппель Ю. М., Физика диэлектриков, К., 1980; Эпштейн Э. М., Оптический тепловой пробой полупроводниковой пленки, «ЖТФ», 1978, т. 48, с. 1733. Э. М. Зиниченко

ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИЙ ЭЛЕМЕНТ — см. ТВЭЛ.

ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ — нейтроны с кинетич. энергией ниже 0,5 эВ; образуются при замедлении быстрых нейтронов до теплового равновесия с атомами замедляющей среды. Этот процесс наз. термализацией нейтронов. Распределение Т. н. в замедлителе по скоростям определяется его темп-рой в соответствии с *Максвелла распределением* для молекулы газа. Энергия, соответствующая наиб. вероятной скорости Т. н., равна $8,6 \cdot 10^{-5} T$ эВ (где T — абс. темп-ра в К).

Лит. см. при ст. *Нейтронная физика. Замедление нейтронов.*

ТЕПЛОЁМКОСТЬ — кол-во теплоты, поглощаемой телом при нагревании на 1 градус (1 С или 1 К); точнее — отношение кол-ва теплоты, поглощаемой телом при бесконечно малом изменении его темп-ры, к этому изменению. Т. единицы массы вещества наз. удельной Т. 1 моля вещества — молярной (моольной) Т. Единицами Т. служат Дж/(кг·К), Дж/(моль·К), Дж/(м³·К) и внесистемная единица кал/(моль·К).

Кол-во теплоты, поглощённой телом при изменении его состояния, зависит не только от начального и конечного состояний (в частности, от их темп-ры), но и от способа, к-рым был осуществлён процесс перехода между ними. Соответственно от способа нагревания тела зависит и его Т. Обычно различают Т. при пост. объёме (C_p) и Т. при пост. давлении (C_p), если в процессе нагревания поддерживаются постоянными соответственно объём тела или давление. При нагревании при пост. давлении часть теплоты идёт на производство работы расширения тела, а часть — на увеличение его *внутренней энергии*, тогда как при нагревании при пост. объёме вся теплота расходуется на увеличение внутр. энергии; в связи с этим C_p всегда больше, чем C_v . Для газов (разреженных настолько, что их можно считать идеальными) разность молярных Т. $C_p - C_v = R$, где R — универсальная газовая постоянная, равная 8,314 Дж/(моль·К) или 1,986 кал/(моль·К). У жидкостей и твёрдых тел разница между C_p и C_v сравнительно мала. Т. C_p иск-рых веществ и материалов приведены в табл. 1 и 2.

Из 1-го и 2-го начал термодинамики следует, что $C_p = T(\partial S/\partial T)_p$, а $C_v = T(\partial S/\partial T)_v$, т. е. Т. пропорц. производной от энтропии S системы по темп-ре T при соответствующих условиях.

Теоретич. вычисление Т., в частности её зависимости от темп-ры тела, не может быть осуществлено при помощи чисто термодинамич. методов и требует применения методов *статистической физики* (знания микроструктуры вещества). Для газов вычисление Т. сводится к вычислению ср. энергии теплового движения отд. молекул. Это движение складывается из поступат. и вращат. движений молекулы как целого и из колебаний атомов внутри молекулы. Согласно классич. статистике, на каждую степень свободы поступат. и вращат. движений приходится в молярной Т. (C_p) газа величина, равная $R/2$, а на каждую колебат. степень свободы — R ; это правило наз. *равнораспределения*

законом. Частица одноатомного газа обладает всего тремя поступат. степенями свободы, соответственно его Т. C_v должна составлять $3R/2$ [т. е. ок. 12,5 Дж/(моль·К), или ≈ 3 кал/(моль·К)], что хорошо согласуется с опытом. Молекула двухатомного газа обладает тремя поступат., двумя вращат. и одной колебат. степенями свободы, и закон равнораспределения приводит к значению $C_v = 7R/2$; опыт показывает, что Т. моля двухатомного газа (при обычных темп-рах) составляет $5R/2$. Это расхождение теории и эксперимента связано с тем, что при вычислении Т. необходимо учитывать квантовые эффекты, т. е. пользоваться квантовой статистикой. Согласно *квантовой механике*, всякая система частиц, совершающих колебания или вращения (в т. ч. молекула газа), может обладать лишь опред. дискретными значениями энергии. Если энергия теплового движения в системе недостаточна для возбуждения колебаний определ. частоты, то эти колебания не вносят своего вклада в Т. системы (соответствующая степень свободы оказывается «замороженной») — к ней неприменим закон равнораспределения. Темп-ра Т. при достижении к-рой закон равнораспределения оказывается неприменимым к вращат. или колебат. степеням свободы, определяется квантовомеханич. соотношением $T \gg h\nu/k$, где ν — частота колебаний.

Табл. 2.—Теплоёмкость C_p в кДж/(кг·К) некоторых технических материалов при атмосферном давлении

Название	C_p	Название	C_p
Гранит (0 С)	0,65	Слюда (20 С)	0,88
Песок (0—100 С)	~0,8	Известняк (0—100 С)	0,92
Асбест (20—98 С)	0,82	Дерево (20 С)	~1,3
Бетон (0 С)	0,84	Текстолит (200 С)	~1,47

Интервалы между вращат. уровнями энергии двухатомной молекулы (делённые на k) составляют всего неск. К и лишь для такой лёгкой молекулы, как молекула водорода, достигают сотни К. Поэтому при обычных темп-рах вращат. часть Т. двухатомных (а также многоатомных) газов подчиняется закону равнораспределения. Интервалы же между колебат. уровнями энергии достигают неск. тысяч К, и поэтому при обычных темп-рах закон равнораспределения неприменим к колебат. части Т. Вычисление Т. по квантовой статистике приводит к результату, что колебат. Т. быстро убывает при понижении темп-ры, стремясь к нулю. Этим объясняется то обстоятельство, что уже при обычных темп-рах колебат. часть Т. практически отсутствует и Т. моля двухатомного газа равна $5R/2$ вместо $7R/2$.

При достаточно низких темп-рах Т. вообще должна вычисляться с помощью квантовой статистики. При $T \rightarrow 0$ Т. убывает в согласии с т. н. принципом Нернста (*третьим началом термодинамики*).

В твёрдых (кристаллич.) телах тепловое движение атомов представляет собой малые колебания вблизи определ. положений равновесия (узлов кристаллич. решётки). Каждый атом обладает, т. о., тремя колебат. степенями свободы, и, согласно закону равнораспределения, молярная Т. твёрдого тела (Т. кристаллич. решётки) должна быть равной $3nR$, где n — число атомов в молекуле. В действительности, однако, это значение — лишь предел, к к-рому стремится Т. твёрдого тела при высоких темп-рах. Он достигается уже при обычных темп-рах у мн. элементов, в т. ч. у металлов ($n=1$, т. н. *Долонга и Пти закон*) и у нек-рых простых соединений [NaCl, MnS ($n=2$), PbCl₂ ($n=3$) и др.]; у сложных соединений это предел фактически не достигается, т. к. раньше наступает плавление вещества или его разложение.

При низких темп-рах решёточная составляющая Т. твёрдого тела оказывается пропорц. T^3 (*Дебая закон теплоёмкости*). Критерием, позволяющим различать высокие

Табл. 1.—Молярная теплоёмкость C_p в Дж/(моль·К) некоторых веществ при атмосферном давлении и $T = 298,15$ К

Вещество	C_p	Вещество	C_p
Газы		Твёрдые тела	
Ar	20,79	С (алмаз)	6,12
Ne	20,79	С (графит)	8,53
N ₂	29,12	Al	24,35
O ₂	29,36	Cu	24,52
Воздух	29,2	α-Fe	25,02
NH ₃	35,52	Pb	25,49
Жидкости		Ag	26,44
Hg	27,98	β-Fe	26,74
H ₂ O	75,15	NaCl	50,79
C ₂ H ₆ O (этанол)	125	AgI	54,43
C ₆ H ₆ (бензол)	136,1	Al ₂ O ₃	79,01
H ₂ SO ₄	138,9	U ₃ O ₈	237,9

и низкие температуры, является сравнение их с характерным для каждого данного вещества параметром — т. е. характеристической или *Дюбуа температурой* θ_D . Эта величина определяется спектром колебания атомов в теле и тем самым существенно зависит от его кристаллич. структуры (см. *Колебания кристаллической решетки*). Обычно θ_D — величина порядка неск. сотен К, но может достигать (напр., у алмаза) и тысяч К.

У металлов определ. вклад в Т. дают также и электроны проводимости (см. *Электричная теплоёмкость*). Эта часть Т. может быть вычислена с помощью Ферми — Дирака статистики, к-рой подчиняются электроны. Электронная Г. металла протрпн. Т. Она представляет собой, однако, сравнительно малую величину, её вклад в Т. металла становится существенным лишь при темп-рах, близких к абс. нулю (порядка неск. К), когда решетчатая Т. ($\sim T^3$) становится пренебрежимо малой. У кристаллич. тел с упорядоченным расположением спиновых магн. моментов атомов (ферро- и антиферромагнетиков) существует доп. пункт магн. составляющая Т. При темп-ре фазового перехода в парамагн. состояние (в *Кюри точке* или соответственно *Нееля точке*) эта составляющая Т. испытывает резкий подъём — наблюдается «пик» Т., что является характерной особенностью фазовых переходов 2-го рода.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976. Е. М. Лубицкий.

ТЕПЛОЗАЩИТА — средство для обеспечения нормального температурного режима в установках и аппаратах, работающих в условиях нагрева на поверхности значит. тепловых потоков ($q \gg 10 \text{ Вт/см}^2$), когда применение простой теплоизоляции становится невозможным.

Методы Т. 1. Конвективное охлаждение — подведение к тонкой металлическ. обшивке тепловые потоки отводятся в охлаждающую жидкость или газ, к-рые протекают с другой стороны обшивки.

2. Заградит. охлаждение — через отверстие или щель вблизи охлаждаемой поверхности в направлении потока подается струя холодного газа. Заградит. эффект струи уменьшается по мере её перемещения с горячим газом.

3. Пленочное охлаждение — аналогично заградительному, с той разницей, что через щель или отверстие подается жидкий охлаждающий, образующий на охлаждаемой поверхности защитную плёнку. Защитный эффект уменьшается по мере испарения плёнки и её разрывания.

4. Пористое охлаждение — жидкий или газообразный охлаждающий подается через пористую или перфорированную поверхность аппарата. При охлаждении жидкостью расход её подбавляется т. о., чтобы жидкость испарялась внутри пор.

5. Т. с помощью теплоизоляционной оболочки — подведение к поверхности тепло подводится за счёт теплоёмкости достаточно толстой оболочки при повышении темп-ры последней. Большой эффект достигается при доп. использовании теплоты плавления и нагревания жидкой фазы материала, а также теплоты хим. разложения. Однако в этих случаях необходимо заключать теплоизоляцию в жесткую металлическ. оболочку.

6. Отвод тепла радиацией — проблема Т. решается посредством создания материала, выдерживающего высокую темп-ру, при к-рой всё необходимое тепло может излучаться в пространство; при этом, согласно *Стефану — Больцману закону излучения*, излучаемая поверхностью тепловый поток $q_{\text{пл}} = \sigma_0 T_{\text{пл}}^4$, где σ_0 — суммарная константа, способностью выпл. покрытия, σ_0 — постоянная Стефана, а $T_{\text{пл}}$ — абс. темп-ра поверхности. Сложность практич. применения данного метода Т. связана с тем, что при высокой темп-ре металлы, из к-рых изготавливается излучающая оболочка, окисляются кислородом воздуха. Для борьбы с окислением выпн. поверхность 2 (рис. 1) покрывается тонким слоем покрытия 1, устойчивого к окислению. Между излучающей поверхностью и частью конструкции 4 помещается лёгкая изоляция 3. Этот способ может применяться лишь для 1. выпн. поверхности аппаратов.

7. Т. с помощью разрушающихся (уносимых) покрытий осуществляется за счёт поглощения большого кол-ва теплоты

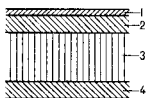


Рис. 1.

в процессе уноса массы этих покрытий. Поглощаемое тепло идёт на нагрев материала, а также на разл. фазовые и хим. превращения.

При применении методов 4 и 7, а также частично методов 2 и 3 возникает доп. эффект — заградит. эффект в результате удва газообразного охлаждающего в пограничный слой, что приводит к снижению подводящего к поверхности теплового потока. При не слишком больших расходах газообразного охлаждающего G_0 , снижение теплового потока $q = q_0 - \beta(I_{00} - I_0)G_0$, где q_0 — тепловой поток к непроницаемой поверхности, I_{00} — излучательная способность, а I_0 — излучательная выпн. газа при темп-ре стенки. Коэф. удва $\beta = a(M_0/M_0^*)^3$, где M_0 и M_0^* — молекулярные веса выпн. и вдуваемого газов, причём коэф. a и b зависят от геометрии тела и режима течения в пограничном слое (ламинарный или турбулентный).

Метод Т. с помощью разрушающихся покрытий — распынный и ионно-умо обладает наим. надёжностью по сравнению с активными методами Т., для к-рых требуются спец. системы подачи охладителя по впадной программе. Эффективность разрушающихся теплозащитных покрытий измеряется г. и. эфф. излучательной $I_{\text{эф}} = q_0/G$ (где G — масса, уносимая с единицы поверхности в единицу времени), характеризующей кол-во тепла, необходимого для уноса единицы массы материала.

Разрушающиеся теплозащитные покрытия подразделяются на классы в соответствии с механизмом разрушения.

а) Плавающиеся покрытия — разрушаются в результате перехода материала из твёрдого состояния в жидкое. Образующаяся на поверхности материала плёнка расплава может частично или полностью переходить в газообразное состояние. Кристаллич. материалы (напр., металлы) характеризуются наличием фиксированной темп-ры плавления и сравнительно малой вязкостью расплава. Жидкая плёнка на поверхности этих материалов имеет незначит. толщину и почти не перегревается, из-за чего расплав практически не испаряется. Аморфные (стеклообразные) материалы при нагревании постепенно переходят из твёрдого состояния в жидкое в связи с тем, что их вязкость представляет собой экспоненциальную ф-цию темп-ры $\mu = \exp(C_1/T + C_2)$, где C_1 и C_2 — постоянные. Жидкая плёнка на их поверхности обладает большой вязкостью, благодаря чему доля испарения μ в нек-рых случаях может приближаться к единице. $I_{\text{эф}}$ плавающих покрытий равна: $I_{\text{эф}} = (T - T_0) + r_1 \psi [1 + \beta(I_{00} - I_0)]$, где r_1 — удельная теплоёмкость материала, r и I_0 — соответственно скрытые теплоты плавления и испарения (для аморфных материалов $r=0$), T_0 — темп-ра неперетого материала. б) Сублим. и ртутьные покрытия — разрушаются в результате фазового перехода из твёрдого состояния непосредственно в газообразное — сублимиции. $I_{\text{эф}}$ таких покрытий равна: $I_{\text{эф}} = (T_{\text{пл}} - T_0) + I + \beta(I_{00} - I_0)$.

Темп-ра поверхности $T_{\text{пл}}$ заранее не известна и определяется из совместного решения ур-ния баланса энергии на поверхности и ур-ния Кнудсена — Ленгмюра для скорости сублимиции. в) Разрушающиеся покрытия — разрушаются в результате хим. реакции термич. разложения. Для них $I_{\text{эф}}$ рассчитывается по той же ф-ле, что и для сублимирующих покрытий, с заменой скрытой теплоты испарения на тепловую эффект реакции разложения. Для определения темп-ры поверхности совместно рассматриваются ур-ние баланса энергии и кинетич. ур-ние реакции термич. разложения. Пример разлагающихся покрытий — термостабл. фтороалк. полиимиддиаэтилдиал. политрилен и др. г) Теплозащитные покрытия, разрушающиеся в результате хим. взаимодействия с выпн. потоком. Унос массы этих покрытий происходит гл. обр. за счёт испаренных хим. реакций между материалом покрытия и падающим потоком газа, в результате к-рых образуются газообразные соединения. Для расчёта скорости разрушения покрытий данного класса обычно пользуются г. и. безразмерной скоростью уноса массы $G^* = G(I_{00} - I_0)/q_0$, к-рая определяется протекающей

ми хим. реакциями и слабо изменяется в широком диапазоне внешних условий.

Большинство применяемых на практике теплозащитных покрытий — довольно сложные композиции. В процессе уноса массы таких покрытий протекают разл. физ.-хим. превращения как внутри материала, так и на его поверхности и в газообразном пограничном слое. Однако, как правило, к-л. процесс — определяющий. Напр., в случае покрытия из стеклопластика, состоящего из стеклянных волокон и органич. связки (рис. 2), по мере прогрева глубинных слоёв материала 1 при покр-ной темп-ре начинается термич. разложение органич. связки (коксование). Коксование протекает в области 2 и полностью заканчивается до начала плавления стекловолокон. Образующиеся при коксовании газы вырываются наружу, а твёрдый остаток — кокс — вместе со стекловолокном располагается непосредственно под поверхностью

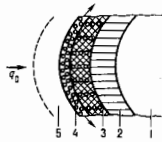


Рис. 2.

в слое 3. На поверхности покрытия стекловолокно плавится и образует жидкую пленку 4, в к-рой содержатся твёрдые частицы кока. Пары стекла вместе с газообразными продуктами разложения органич. связки и продуктами окисления частичек кока поступают в газообразный пограничный слой 5. Для стеклопластика определяющим является процесс плавления и испарения наполнителя из стекла, поэтому данный материал может быть отнесён к классу плавящихся покрытий.

Выбор конкретного способа Т. производится с учётом особенностей работы установки или аппарата. В качестве примера на рис. 3 приведена сравнит. весовая характеристика разл. методов Т. искусств. спутника Земли, входящего в атмосферу по баллистич. траектории. По оси ординат отложен полный вес Т. P , а по оси абсцисс — баллистич. коэф. $\sigma = m/C_D S$, где m — масса спутника, C_D — его коэф. сопротивления, а S — площадь поперечного сечения. Кривая 1 характеризует пористое охлаждение, кривая 2 — Т. с помощью плавящегося покрытия, для к-рого $\psi = 0,25$, а кривая 3 — Т. с помощью сублимирующего покрытия.

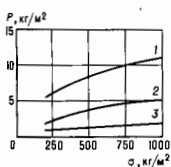


Рис. 3.

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА — самопроизвольный необратимый процесс переноса теплоты, обусловленный градиентом темп-ры. В общем случае перенос теплоты может также вызываться неоднородностью полей др. физ. величин, напр. градиентом концентраций (см. *Диффузия* эффект). Различают след. виды Т.: *теплопроводность, конвекция, лучистый теплообмен*. Т. при фазовых превращениях; на практике Т. часто осуществляется иск. видами сразу. Т. определяет или сопровождается мн. процессами в природе (напр., эволюция звезд и планет, метеорологич. процессы на поверхности Земли и т. д.), в технике и быту. Во мн. случаях, напр. при исследовании процессов сунки, испарит. охлаждение, диффузия, Т. рассматривается совместно с массообменом. Т. между двумя теплоносителями (газами, жидкостями) через разделяющую их твёрдую стенку или через поверхность раздела между ними наз. *теплопередачей*.

ТЕПЛОТДАЧА — теплообмен между поверхностью твёрдого тела и соприкасающейся с ней средой — теплоносителем (жидкостью, газом). Т. осуществляется *конвекцией, теплопроводностью, лучистым теплообменом*. Различают Т. при свободном и вынужденном движении теплоносителя, а также при изменении его агрегатного состояния. Интенсивность Т. характеризуется коэф. Т. — кол-вом теплоты, переданным в единицу времени через единицу поверхности при разности темп-р между поверхностью и сре-

дой-теплоносителем в 1 К. Т. можно рассматривать как часть более общего процесса *теплопередачи*.

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА — теплообмен между двумя теплоносителями через разделяющую их твёрдую стенку или через поверхность раздела между ними. Т. включает в себя теплоотдачу от более горячей жидкости или газа к стенке, теплопроводность в стенке, теплоотдачу от стенки к более холодной жидкости или газообразной среде. Интенсивность передачи теплоты при Т. характеризуется коэф. фидицием от теплопередачи k , численно равным кол-ву теплоты, к-рое передаётся через единицу площади поверхности стенки в единицу времени при разности темп-р между теплоносителями в 1 К. Величина $R = 1/k$ наз. полным термич. сопротивлением Т. Напр., для однослойной стенки

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}$$

где α_1 и α_2 — коэф. теплоотдачи от горячей жидкости к поверхности стенки и от поверхности стенки к холодной жидкости, δ — толщина стенки, λ — коэф. теплопроводности. В большинстве встречающихся на практике случаев k определяется опытным путём по разности темп-р ΔT и тепловому потоку δQ через элемент поверхности раздела dS : $k = \delta Q / (\Delta T dS)$.

Лит.: Михеев М. А., Михеева И. М., Основы теплопередачи, 2 изд., М., 1977; Шорин С. Н., Теплопередача, 2 изд., М., 1964. И. Н. Розенгауз.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ УРАВНЕНИЕ — ур-ние, описывающее процесс распространения теплоты в сплошной среде (газе, жидкости или твёрдом теле); осн. ур-ние матем. теории *теплопроводности*. Т. у. выражает тепловую баланс для малого элемента объёма среды с учётом поступления теплоты от источников и тепловых потерь через поверхность элементарного объёма вследствие теплопроводности. Для изотропной неоднородной среды Т. у. имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_V T) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + F,$$

где ρ — плотность среды, c_V — теплоёмкость среды при наст. объёме; V ; t — время; x, y, z — координаты; $T = T(x, y, z)$ — темп-ра, к-рая вычисляется при помощи Т. у.; λ — коэф. теплопроводности; $F = F(x, y, z)$ — заданная плотность тепловых источников. Величины ρ, c_V, λ зависят от координат и, вообще говоря, от Т.

В случае изотропной однородной среды Т. у. принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \Delta T + f,$$

где Δ — оператор Лапласа; $a^2 = \lambda / \rho c_V$ — коэф. температуропроводности $f = F / \rho c_V$. В стационарном состоянии, когда Т. не меняется со временем, Т. у. переходит в Пуассона уравнение: $\Delta T = f / a^2 = F_0$, а в отсутствие источников теплоты — в Лапласа уравнение $\Delta T = 0$. Процессы диффузии также описываются ур-ниями типа Т. у.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Карслоу Г., Егер Д., Теплопроводность твёрдых тел, пер. с англ., М., 1964; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988. Д. Н. Зубарев.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ — один из видов переноса теплоты от более нагретых частей тела к менее нагретым, приводящий к выравниванию темп-ры. При Т. перенос энергии осуществляется в результате непосредств. передачи энергии от частиц (молекул, атомов, электронов), обладающих большей энергией, частицам с меньшей энергией. Если отнosit. изменение темп-ры Т на расстоянии ср. длины свободного пробега частиц l мало, то выполняется осн. закон Т. (закон Фурье): плотность теплового потока q пропорц. градиенту темп-ры:

$$q = -\lambda \text{ grad } T. \quad (1)$$

где λ — коэф. Т., или просто Т., не зависит от grad T (λ зависит от агрегатного состояния вещества, его атомно-молекулярного строения, темп-ры, давления, состава и т. д.).

Отклонения от закона Фурье могут появиться при очень больших значениях grad T (напр., в сильных ударных волнах), при низких темп-ратурах (для жидкого He II) и при темп-рах $\sim 10^4 - 10^5$ K, когда в газах перенос энергии осуществляется не только в результате межатомных столкновений, но в осн. за счёт излучения (двухфазная Т.). В разреженных газах, когда λ сравнимо с расстоянием L между стенками, ограничивающими объем газа, молекулы чаще сталкиваются со стенками, чем между собой. При этом нарушается условие применимости закона Фурье и само понятие локальной темп-ры газа теряет смысл. В этом случае рассматривают не процесс Т. в газе, а теплообмен между телами, находящимися в газовой среде. Процесс Т. в сплошной среде описывается теплопроводности уравнением.

Для идеального газа, состоящего из твёрдых сферич. молекул диаметром d , согласно кинетической теории газов, справедливо след. выражение для λ (при $d \ll l \ll L$):

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho c_v \bar{v} l, \quad (2)$$

где ρ — плотность газа, c_v — теплоёмкость единицы массы газа при пост. объёме V , \bar{v} — ср. скорость движения молекул. Поскольку \bar{v} пропорц. $1/p$, а $\rho \sim p$ (p — давление газа), то Т. такого газа не зависит от p .

Кроме того, коэффициенты Т. λ и вязкости η связаны соотношением $\lambda = (\gamma/2)\eta c_v$. В случае газа, состоящего из многоатомных молекул, существенный вклад в λ вносят внутр. степени свободы молекул, что учитывает соотношение

$$\lambda = \eta c_v [(9\gamma - 5)/4].$$

где $\gamma = c_p/c_v$, c_p — ул. теплоёмкость при пост. p . В реальных газах Т. — довольно сложная ф-ция T и p , причём с ростом T и p значение λ возрастает. Для газовых смесей λ может быть как больше, так и меньше λ компонентов смеси, т. е. Т. — нелинейная ф-ция состава.

В плотных газах и жидкостях ср. расстояние между молекулами сравнимо с размерами самих молекул, а кинетич. энергия движения молекул того же порядка, что и потенциальная энергия межмолекулярного взаимодействия. В связи с этим перенос энергии столкновениями происходит значительно интенсивнее, чем в разреженных газах и скорость передачи энергии молекул от горячих изотермич. слоёв жидкости к более холодным близка к скорости распространения малых возмущений p , равной скорости звука, т. е. $\lambda = \rho v_{\text{зв}} l$, где $v_{\text{зв}}$ — скорость звука в жидкости. L — ср. расстояние между молекулами. Эта ф-ла лучше всего выполняется для одноатомных жидкостей. Как правило, λ жидкости убывает с ростом T и слабо возрастает с ростом p . В окрестностях критич. точек жидкости перенос теплоты определяется кооперативными эффектами (см. Критические явления) и Т. с приближением к критич. точкам расходуется как $|T - T_c|^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 0.6$.

Т. твёрдых тел имеет разл. природу в зависимости от типа твёрдого тела. В диэлектриках, не имеющих свободных электронов, зарядов, перенос энергии теплового движения осуществляется фонанами. У твёрдых диэлектриков $\lambda \approx c \bar{v} l$, где c — теплоёмкость диэлектрика, совпадающая с теплоёмкостью газа фононов, \bar{v} — ср. скорость фононов, приблизительно равная скорости звука, l — ср. длина свободного пробега фононов. Существенное определение о конечном значении l — следствие рассеяния фононов на фононах (т. н. переноса процессы) и нормальное рассеяние на дефектах кристаллич. решётки (в частности, на границах кристаллитов и образцов). Температурная зависимость λ определяется зависимостью от темп-ры c и l .

Т. металлов определяется движением и взаимодействием носителей тока — электронов проводимости. В общем случае для металла $\lambda = \lambda_e + \lambda_{\text{реш}} \approx \lambda_{\text{реш}}$ и $\lambda_e \approx$ релаксационная фоновая и электронная составляющие, причём при

обычных темп-рах, как правило, $\lambda_e \gg \lambda_{\text{реш}}$. В процессе Т. каждый электрон переносит энергию kT , благодаря чему отношение λ_e к электр. проводимости σ в широком интервале темп-р пропорц. T (Видемана — Франца закон):

$$\lambda_e / \sigma = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (3)$$

где e — заряд электрона. В связи с тем, что у большинства металлов $\lambda_{\text{реш}} \ll \lambda_e$, в ур-нии (3) можно с хорошей точностью заменить λ_e на λ . Обнаруженные отклонения от равенства (3) нашли своё объяснение в неурядицах столкновений электронов. У полуметаллов Bi и Sb $\lambda_{\text{реш}}$ сравнимо с λ_e , что связано с малостью числа свободных электронов в них.

Явление переноса теплоты в полупроводниках сложное, чем в диэлектриках и металлах, т. к. для них существенны и λ_e и $\lambda_{\text{реш}}$, а также в связи со значит. влиянием на λ примесей, процессов бинарной диффузии, переноса экситонов и др. факторов.

Влияние p на λ твёрдых тел с хорошей точностью выражается линейной зависимостью λ от p , причём у мн. металлов и минералов λ растёт с ростом p .

Лит.: Гиршфельдер Дж., Керстос Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; Ашкрофт Н., Мерман Н. Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979; Берман Р., Теплопроводность твёрдых тел, пер. с англ., М., 1979.

С. П. Малышко.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ — перенос теплоты (энергии), связанный с хаотич. движением частиц и ирреляций (к выражению температура компонент плазмы (см. также Перенос процессы). Большая разница между массами электронов m_e и ионов m_i (протонных) ирриводит к медленной релаксации энергии между ними. Поэтому разделяют темп-ры электронов T_e и тяжёлых частиц T_i .

В отсутствие магн. поля H или вдоль него (при наличии) коэффициенты Т. и. оцениваются из газокинетич. теории:

$$\chi_e \approx c_e v_e \lambda_e^2, \quad (1)$$

где c_e — теплоёмкость соответствующей компоненты плазмы, v_e — частота столкновений, λ_e — длина свободного пробега. При $T_e \approx T_i$ отношение $\chi_e / \chi_i \approx \sqrt{m_i/m_e}$, т. е. в полностью ионизованной плазме в отсутствие магн. поля Т. и. обусловлена в осн. электронной компонентой.

Наличие магн. поля, сдерживающего движение заряд. частиц поперёк поля, снижает и коэф. Т. и. поперёк H (на этом основана магн. герметизация плазмы). Коэф. Т. и. поперёк однородного поля

$$\chi_{\perp} \approx c_e \rho_e^2 v_e \ll \chi_e, \quad (2)$$

где $\rho_e = c_e \sqrt{m_i T_e} / e n Z_i$ — дармовский радиус. В этом случае, как видно из (2), Т. и. в направлении $\chi_{\perp} \approx m_i / m_e$ обусловлена ионами; при сравнимых темп-рах $\chi_i / \chi_e \approx \sqrt{m_i/m_e}$. В магн. поле сложной конфигурации поперечное смещение частиц между столкновениями может превышать дармовский радиус, так что коэф. χ_{\perp} оказывается больше определённого ф-дой (2), оставаясь малым по сравнению с (1). Напр., в токмаке в режиме редких столкновений неоклассич. коэф. поперечной Т. и. в $(H_0/H)^2 \sqrt{a/R}$ раз больше, чем (2) (здесь a , R — малый и большой радиусы тора, H_0 , H — торoidalное и полярное магн. поля). Наблюдаемая поперечная Т. и. часто оказывается намного больше, чем классическая, обусловленная столкновениями, оставаясь малой по сравнению с продольной (1). Эта аномальная Т. и. обусловлена возникающей в результате развития неустойчивостей турбулентностью. Появляющиеся при этом случайные электр. поля приводят к случайным дрейфам частиц в скрещенных полях поперёк H , а случайные магн. поля (случайное искривление магн. силовых линий) — к тому, что иррешение частиц вдоль мгновенных силовых линий приводит к их смещению по-

перек среднего H (см. Дрейф заряженных частиц). В токмаке классическую T и, особенно сильно превосходит поперечная, обусловленная электронами.

В слабоионизованной плазме выделять электронную T , п. имеет смысл лишь при достаточно высокой степени ионизации, когда межэлектронные столкновения устанавливают максвелловскую ϕ -но распределения электронов. В случае низкой ионизации, когда длина релаксации энергии электронов есть одновременно длина установившейся ϕ -но распределения, перенос электронов следует описывать кинетически.

Лит.: Хинтон Ф. Явления переноса в столкновительной плазме, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, г. 1, М., 1983; Рожаиский В. А., Шендин Л. Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме, М., 1988.

В. А. Рожжаиский, Л. Д. Шендин.

ТЕПЛОСОДЕРЖАНИЕ — то же, что *энthalпия*.

ТЕПЛОТА ИСПАРЕНИЯ (теплота парообразования) — кол-во теплоты, к-рое необходимо сообщить веществу в равновесном изобарно-изотермич. процессе для полного превращения жидкого вещества в пар. T и. равна кол-ву теплоты, выделяющемуся при конденсации пара в жидкость. Один из видов теплоты фазового перехода. Различают уд. T и. (измеряется в Дж/кг, ккал/кг) и молярную (молярную) T и. (в Дж/моль). Ниже приведены значения уд. T и. $L_{исп}$ нек-рых веществ при нормальном давлении (1013,25 гПа) и темп-ре кипения $T_{кип}$.

Вещество	$T_{кип}$, °C	$L_{исп}$, 10^5 , Дж/кг
Водород	-252,6	44,8
Азот	-195,8	1,99
Этиловый спирт	78,4	9,05
Вода	100	22,6
Ртуть	357	2,82
Свинец	1745	8,55
Медь	2540	48,2
Железо	2750	61,2

ТЕПЛОТА ПЛАВЛЕНИЯ — кол-во теплоты, к-рое необходимо сообщить веществу в равновесном изобарно-изотермич. процессе, чтобы полностью перевести его из твердого кристаллич. состояния в жидкое. T и. равна кол-ву теплоты, выделяющемуся при кристаллизации вещества из жидкой фазы. T и. — один из видов теплоты фазового перехода. Различают уд. T и. (измеряется в Дж/кг, ккал/кг) и молярную (молярную) T и. (в Дж/моль). Ниже приведены значения уд. T и. $L_{пл}$ для нек-рых веществ при нормальном давлении (1013,25 гПа) и темп-ре плавления $T_{пл}$.

Вещество	$T_{пл}$, °C	$L_{пл}$, кДж/кг
Водород	-259,1	58,2
Кислород	-218,7	13,8
Азот	-210	25,7
Ртуть	-38,86	11,9
Лед	0	334
Натрий	97,8	102
Олово	231,9	60,2
Свинец	327,4	24,7
Цинк	419,5	102
Алюминий	660,4	385
Серебро	961,9	105
Золото	1064,49	64
Медь	1084,5	205
Кремний	1415	1409
Никель	1455	229
Кобальт	1494	264
Железо	1539	266
Хром	1890	264
Метан	-182,5	58,8
Этиловый спирт	-114,15	109
Ацетон	-95,35	97,9
Нафталин	80,28	82,4

ТЕПЛОТА ПОЛИМОРФНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ — кол-во теплоты, выделяемое (поглощаемое) при равновесном изобарно-изотермич. переходе вещества из одной полиморфной модификации в другую (см. *Полиморфизм*). T и. п. — один из видов теплоты фазового перехода. Полиморфные модификации существуют у твердых кристаллич. веществ и *жидких кристаллов*. Модификации одного и того же вещества различаются структурой кристаллич. решетки и являются устойчивыми в определ. интервале значений темп-р, давлений и др. веш. параметров. Переходы из одной модификации в другую связаны с изменением *энthalпии* вещества ΔH и сопровождаются выделением (поглощением) соответствующего кол-ва теплоты $Q_{пр} = \Delta H$. Значения $Q_{пр}$ для нек-рых полиморфных переходов приведены в таблице.

Вещество	Темп-ра перехода $T_{пр}$, °C	Тип решетки		$Q_{пр}$, кДж/моль
		ниже $T_{пр}$	выше $T_{пр}$	
Железо	910	Кубич. объемно-центрированная	Кубич. границирированная	0,878
	1400	Кубич. границирированная	Кубич. объемно-центрированная	0,46
Кальций	464	Кубич. границирированная	Гексагональная	1,0
Марганец	727	Кубич. объемно-центрированная (α -фаза)	Кубич. объемно-центрированная (β -фаза)	2,24
	1101	Кубич. объемно-центрированная	Тетрагональная	2,23
Титан	1137	Тетрагональная	Кубич. объемно-центрированная	1,8
	1080	Гексагональная	Кубич. объемно-центрированная	3,4
Уран	662	Орторомбическая	Тетрагональная	2,93
	769	Тетрагональная	Кубич. объемно-центрированная	4,78
Хром	1840	Кубич. объемно-центрированная	Кубич. границирированная	1,46

ТЕПЛОТА СГОРАНИЯ (теплотворная способность, калорийность) — кол-во теплоты, выделяющееся при полном сгорании топлива; измеряется в джоулях или калориях. T с., отнесенная к единице массы или объема топлива, наз. уд. T с.: для ее измерения пользуются методами *калориметрии*. T с. определяется хим. составом топлива. Содержание в топливе хим. элементы обозначаются принятыми символами — С, Н, О, N, S, а вода и вода — символами А и W соответственно. Если вода, содержащаяся в топливе и образовавшаяся при сгорании водорода топлива, присутствует в конечных продуктах сгорания в виде жидкости, то кол-во выделившейся теплоты характеризует высшую T с. (Q_v); если же вода присутствует в виде пара, то T с. наз. низшей (Q_n). Низшая и высшая T с. связаны соотношением $Q_v = Q_n + k(W + 9H)$, где $k = 25$ кДж/кг (6 ккал/кг).

T с., отнесенная к рабочей массе топлива (Q_r), может быть рассчитана по эмпирич. ϕ -лам, напр. по ϕ -ле Менделеева: $Q_r^* = 81 C^* + 300 H^* - 26 (O^* - S^*) - 6 (9W^* + W^*)$, где S^* — содержание в рабочей массе топлива летучей серы. Для сравнит. расчетов широко пользуются T и. условным топливом с уд. T с. 29308 кДж/кг (7000 ккал/кг), что в 4,87 раза ниже уд. T с. водорода (142868 кДж/кг). В табл. приведены значения Q_r^* (МДж/кг) и жаропроиз-

водительности $T_{\text{д}}$ — темп-ры, достигаемой при полном сгорании топлива в воздухе.

Наряду с природным органич. топливом в совр. технике (напр., в ракетх) широко применяют особые виды топлива, для к-рых значения $Q_{\text{д}}$ существенно выше, чем для природных топлив.

Вид топлива	Состав по массе, %							$Q_{\text{д}}$, МДж/кг	$T_{\text{д}}$, °C	
	C*	H*	S*	N*	O*	W*	A*			
Торф	24,7	2,6	0,1	1,1	15,2	5,0	6,3	8,1	1600	
Дрова	30,3	3,6	—	0,4	25,1	4,0	0,6	10,2	1600	
Бурый уголь	43,7	3	0,2	0,6	13,5	33	6	15	1800	
Каменный уголь	55,2	3,8	3,3	1,0	5,8	8	23	22	2050	
Природный газ (метан)	74	25	—	1,0	—	—	—	35,6*	2000	
Маут	83	10,4	2,8	—	—	0,7	3	0,1	39,2	2100
Безини	85	14,9	0,05	—	0,05	—	—	—	44	2100

* Теплота сгорания природного газа дана в МДж/м³.

ТЕПЛОТА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА — кол-во теплоты, к-рое необходимо сообщить веществу (или отвести от него) при равновесном изобарно-изотермич. переходе вещества из одной фазы в другую (фазовом переходе 1-го рода — кипении, плавлении, кристаллизации, полиморфном превращении и т. н.). Существование Т. ф. п. физически обусловлено различием энергий связи вещества в соответств. фазах. Для фазовых переходов 2-го рода Т. ф. п. равна нулю. Равновесный фазовый переход при данном давлении происходит при пост. темп-ре — темп-ре фазового перехода. Т. ф. п. равна произведению темп-ры фазового перехода на разность энтропий в двух фазах, между к-рыми происходит переход. Различают ул. и молярную (молярную) Т. ф. п., отнесенные соответственно к 1 кг и 1 моль вещества (см. *Теплота испарения, Теплота плавления, Теплота полиморфного превращения*).

ТЭРА... (от греч. τέρας — чудовище) — приставка к наименованию единиц физ. величины для обозначения наименования кратной единицы, равной 10¹² исходных единиц. Краткое обозначение — Т. Пример: 1 ТН (тераньютонов) = 10¹² Н.

ТЕРБИЙ (лат. Terbium), Tb, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 65, ат. масса 158,925, относится к лантаноидам. В природе представлен одним стабильным нуклидом ¹⁵⁹Tb. Электронная конфигурация внеш. оболочек 4s²p⁶d¹⁰5s²p⁶d⁹6s². Энергии последоват. ионизации 5,85, 11,5, 21,9, 39,8 эВ. Кристаллич. радиус атомов Т. 0,177 нм, радиус иона Tb³⁺ 0,089 нм. Значение электростратности 1,3. Работа выхода электронов 3,09 эВ.

В свободном виде — матый серебристо-белый металл. Существуют две полиморфные модификации: α-Tb и β-Tb. Темп-ра фазового перехода 1287°С. α-Tb обладает тетрагональной плотной упаковкой кристаллич. решеткой с параметрами $a = 360,4$ пм, $c = 569,8$ пм. Плотность 8,272 г/см³, $\rho_{\text{ат}}$ = 1256 г/см³, $\rho_{\text{мо}}$ = 3230 г/см³. Теплоемкость $c_p = 28,88$ Дж/(моль·К), теплота плавления 10,78 кДж/моль, теплота испарения 330,6 кДж/моль. Темп-ра Дебая 158 К. Ферромагнитен, магн. восприимчивость α-Tb 1210 · 10⁻⁶ (при 20°С). Точка Кюри 221 К. Ул. эл. проводим. сопротивление 1,16 мОм·м (при 298 К). Коэф. линейного теплового расширения 1,03 · 10⁻⁵ К⁻¹ (298 К), теплопроводность 10,2 Вт/(м·К) (при 291 К). Тв. по Бринеллю 686,7 МПа, модуль нормальной упругости 63,2 ГПа, модуль сдвига 25,4 МПа.

Степень окисления +3 и, реже, +4. Т. применяют в производстве спец. стёкол, магн. сплавов, кристаллофосфоров. Из искусства, радионуклидов практич. применение находит β-радиоактивный ¹⁶⁰Tb ($T_{1/2} = 72,3$ сут).

С. С. Бердников.

ТЕРМАЛИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ — замедление нейтронов при их распространении в среде до тепловых энергий; см. *Диффузия нейтронов, Замедление нейтронов*.

ТЕРМИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ — величины, характеризующие изменение к-л. параметра, входящего в термич. уравнение состояния термодинамич. системы (объёма V , давления p) в зависимости от др. параметра (давления p , темп-ры T) и определяет термодинамич. процесс. Различают изотермич. коэф. сжатия (изотермич. сжимаемости) $\beta_T = -V^{-1}(\partial V/\partial p)_T$, адиабатный коэф. сжатия (адиабатич. сжимаемости) $\beta_S = -V^{-1}(\partial V/\partial p)_S$; изотермич. коэф. давления $\gamma = p^{-1}(\partial p/\partial T)_V$ и изобарный коэф. расширения (коэф. объёмного расширения) $\alpha = V^{-1}(\partial V/\partial T)_p$.

ТЕРМОАНЕМОМЕТР — прибор для измерения скорости потока жидкости или газа от 0,1 м/с и выше, принцип действия к-рого основан на зависимости между скоростью потока и теплоотдачей проволочки, помещённой в поток и нагретой эл. током. Осн. часть Т.—мост измерительный (рис.), в одно плечо к-рого включён чувствит. элемент в виде нити из никеля, вольфрама или платины длиной 3—12 мм и diam. 0,005—0,15 мм, укреплённой на тонких электропроводных стержнях. Кол-во теплоты, передаваемой нагретой проволочкой потоку жидкости (газа), зависит от физ. характеристик движущейся среды, геометрии и ориентации проволочки. С увеличением темп-ры проволочки чувствительность Т. увеличивается. Благодаря малой инерционности, высокой чувствительности, точности и компактности Т. широко применяется при изучении неустановившихся движений и течений в пограничном слое вблизи стенки, для определения направления скорости потока (двух- и трёхниточные Т.) и гл. обр. турбулентности возд. потоков. Т. используются для зондирования потоков как при обычных давлениях, так и при больших разрежениях.

Лит.: Попов С. М., Измерение воздушных потоков, М.—Л., 1947; Горюев С. М., Слезингер И. И., Аэромеханические измерения, М., 1964.

ТЕРМОМАГНАТОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — явления переноса теплоты и зарядов в проводнике, происходящие при одноврем. воздействии эл. и магн. полей, а также градиента темп-ры. Одновременно наличие этих трёх факторов приводит не только к изменению кинетич. коэф., характеризующих проводник: коэф. теплопроводности χ , коэф. Холла R (см. *Холла эффект*), проводимости σ , коэф. термоэдз. α , но и к появлению «перекрёстных» явлений. К последним относятся поперечный и продольный Нернста — Эттингсхауза эффект, Нернста эффект, Эттингсхауза эффект, а также эффекты, обусловленные влиянием магн. поля на термоэлектрические явления и воздействием градиента темп-ры (или потока теплоты) на гальваномагнитные явления. Т. я. могут наблюдаться в полупроводниках, металлах, полуметаллах, плазме и др.

При феноменологич. описании Т. я. обычно используются системой ур-ний, в к-рой потоки теплоты q и эл. тока E выражены через плотность тока j , разность потенциалов ϕ и градиент темп-ры ∇T :

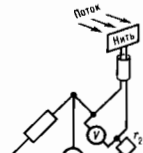
$$\begin{aligned} E_i &= \sigma_{ik}^{-1} j_k + \alpha_{ik} \nabla_i T, \\ q - \phi j_i &= \beta_{ik} j_k + \chi_{ik}^{-1} \nabla_i T. \end{aligned} \quad (1)$$

Тензоры σ_{ik}^{-1} , χ_{ik} , α_{ik} , β_{ik} , связаны соотношением симметрии кинетич. коэф. в магн. поле (см. *Онсагера теорема*), удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} \sigma_{ik}^{-1}(H) &= \sigma_{ki}^{-1}(-H), \quad \chi_{ik}(H) = \chi_{ki}(-H), \\ \alpha_{ik}(H) &= \beta_{ki}(-H)T. \end{aligned} \quad (2)$$

Для изотропного проводника ур-ния (1), (2) приводят к двум векторным ур-ниям

$$\begin{aligned} E &= \sigma^{-1} j + \alpha \nabla T + R [H] j + A_{\text{пр}} [H \nabla T], \\ q - \phi j &= \chi T + \chi \nabla T + A_{\text{тп}} [H] j + A_{\text{тп}} [H \nabla T]. \end{aligned} \quad (3)$$



Урния (3) содержит 6 независимых скалярных кинетик, коэф. зависящих от магн. поля H : σ , χ , α , а также R , A_{11} , A_{12} — коэф., характеризующие эффекты Холла. Нернста — Эттингсхаузена и Маджи — Риги — Ледока эффект.

В металлах и вырожденных полупроводниках перенос заряда и тепла осуществляется носителями заряда с энергиями вблизи энергии Ферми ϵ_F в узком слое kT . Поэтому величины всех коэф. Магн. норька kT/ϵ_F . В полупроводниках с двумя сортами носителей заряда (электронами и дырками) существенный вклад в T , я. вносит биполярное движение электронов и дырок, поэтому все кинетик, коэф. T , я. содержит составляющую, пропорц. k_B/kT , где k_B — ширина запрещенной зоны полупроводника, и, т. о., все коэф. в (3) возрастают.

Обычно с помощью (3) T , я. в изотермном ровиндике классифицируются след. образом: ось z выбирают вдоль H и различают продольные ($i_x = j_x = 0$, $q_x = q_y = 0$) и поперечные ($i_x = 0$, $E_z = 0$, $V_z T = 0$) эффекты. При этом T , я. подразделяют на изотермические ($V_z T = 0$) и адиабатические ($q_x = 0$; см. табл.).

Поперечные термодинамические явления (и — изотермические, а — адиабатические)

	Коэф. характеризующие явление	Условия наблюдения	Измеряемая величина
Электропроводность (и, а)	$\sigma = j_x/E_x$	$V_z T = 0$ $i_y = 0$	E_x
Теплопроводность (и, а)	$\chi = -q_x/V_z T$	$i_x = j_x = 0$	q_x
Магнетотермоэлектрический эффект (и, а)	$\tau = E_x/V_z T$ $R = E_y/H j_x$	$V_z T = 0$ $i_y = 0$	E_x E_y
Эффект Нернста — Эттингсхаузена (и, а)	$A_{11} = E_y/HV_z T$	$i_x = j_x$	E_y
Эффект Эттингсхаузена (а)	$A_{12} = V_z/H j_x$	$V_z T = 0$ $i_y = 0$	$V_z T$
Эффект Риги — Ледока (а)	$A_{13} = V_z/HV_z T$	$i_x = j_x = 0$	$V_z T$

Коэф. A_{11} и A_{12} характеризуют соответственно Риги — Ледока эффект и Эттингсхаузена эффект.

Указанные в табл. кинетик, коэф. связаны между собой соотношениями

$$A_{11} = T A_{12} \chi; \chi^2 - \chi^* = N(\chi^*)^2 A_{12}^2;$$

$$(\sigma^{-1}) - (\sigma^{-1})^* = N^2 A_{11} A_{12} R; R - R^* = \alpha^* A_{12};$$

$$A_{11}^2 - A_{12}^2 = \alpha^* A_{12} R; \alpha^* - \alpha^* = A_{11} A_{12} N^2 / \chi^*.$$

По определению, эффекты Эттингсхаузена и Риги — Ледока могут быть только адиабатическими, остальные T , я. могут быть как изотермическими, так и адиабатическими. Обычно измерения коэф. T , я. выполняются в калориметрич. приборах, когда условия эксперимента близки к адиабатическим. Однако если фононная часть теплопроводности значительно больше электронной, то адиабатич. коэф. практически совпадают с изотермическими.

Коэф., характеризующие T , я., зависят от механизма рассеяния носителей заряда и чувствительны к зависимости времени релаксации импульса τ носителей заряда (времени свободного пробега) от их энергии. Кроме того, на эти коэф. влияют зонная структура энергетик, спектра носителей заряда (см. Зонная теория), форма ферми-поверхности, увеличение электронов фононами, тип примесей и т. д. Зависимость коэф. T , я. от H определяется параметром $\omega\tau$, где $\omega = eH/mc$ — циклотронная частота носителя заряда (m — их эфф. масса). В случае т. н. слабых магн. полей ($\omega\tau \ll 1$) все коэф. не зависят от H .

Практич. применение T , я. основано на использовании Пельтье эффекта для охлаждения приборов и устройств, помещенных в сильное магн. поле. Это может приводить к значит. увеличению термоэлектрич. эффективности $Z = \alpha^2/\sigma$ за счёт роста в магн. поле коэф. термоэдс α при неизменном значении отношения σ/χ (в магн. поле выполняется Видемана — Франца закон).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Цилиндковский И. М., Термоматричные явления в полупроводниках, М., 1960; Блайт Ф. Ф., Физика электронной проводимости в твердых телах, пер. с англ., М., 1971; Зеер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Аскеров Б. М., Электронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985; Гуревич Ю. Г., Парадоксы теплопроводности в полупроводниках, «Природа», 1986, № 3, с. 66. А. Э. Мещеряков.

ТЕРМОДЕСОРБИЦИОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ — методы исследования адсорбционно-десорбционных процессов на поверхности твердого тела, помещенного в вакуумную камеру, путём измерения в ней давления газа или потока нейтральных частиц, десорбируемых с поверхности тела при её нагреве (т. е. при термодесорбции). Для регистрации десорбируемых частиц применяют ионизационные манометры и масс-спектрометры. Последние позволяют регистрировать до 10^{-5} от адсорбированного моноосла (при площади поверхности 1 см^2). В качестве адсорбентов обычно используют грани монокристаллов, текстурованные ленты и поликристаллич. нити. Для получения параметров термодесорбции применяют программируемый нагрев. Т. с. используется для определения концентрации адсорбированных частиц, энергии связи адсорбированных частиц с подложкой и друг с другом, а также для анализа фазовых переходов и хим. превращений в адсорбированных слоях. Десорбируемые радикалы могут вступать в реакции с газами, адсорбируемыми на внутр. стенках прибора, и вызывать десорбцию вторичных частиц, искажающую результаты анализа. Для подавления этих нежелательных эффектов стенки прибора покрывают плоской активной пленкой (при темп-ре жидкого азота), способной связывать попадающие на стенки частицы (режим «черной» камеры).

Лит.: Агеев В. Н., Адсорбционно-десорбционные процессы на поверхности твердого тела, «Поверхность. Физика, химия, механика», 1984, в. 3, с. 5. В. Н. Агеев.

ТЕРМОДЕСОРБИЦИЯ — удаление атомов, молекул и радикалов с поверхности твердого тела при его нагревании. Связь частицы с поверхностью разрушается в результате термич. возбуждения, и десорбция происходит в условиях термич. равновесия с подложкой. Поэтому десорбируемые частицы имеют максвелловское распределение по кинетик. энергиям с темп-рой, равной темп-ре подложки, и зависимость скорости десорбции от темп-ры определяется энергией связи частицы с поверхностью. Частный случай T — поверхностная ионизация, при к-рой эмиссия положит. или отрицат. ионов возникает в процессе изонезергетик. обмена электронами между десорбируемыми частицами и подложкой.

Лит.: Агеев В. Н., Зацберг Э. Я., Адсорбционно-десорбционные процессы на поверхности твердого тела, «Вестник АН СССР», 1985, № 12, с. 17. В. Н. Агеев.

ТЕРМОДИНАМИКА — наука о наиболее общих тепловых свойствах макроскопич. тел. Термодинамик, подход не требует привлечения упрощенных моделей рассматриваемых явлений, поэтому выводы T . имеют универсальный характер.

История развития термодинамики. Зарождение T . как науки связано с именем Г. Галилея (G. Galilei), к-рый ввел понятие *температуры* и сконструировал нервный прибор, реагирующий на изменения темп-ры окружающей среды (1597). К. Ренальдини (C. Renaldini) предложил градуировать термометр по реперным точкам. Г. Д. Фаренгейт (G. D. Fahrenheit, 1714), Р. Реомюр (R. Reaumur, 1730) и А. Цельсий (A. Celsius, 1742) создали температурные шкалы в соответствии с этим принципом. В результате работ Г. В. Рихмана (1744) формируется понятие теплоты.

Дж. Блэк (J. Black) ввёл понятия скрытой теплоты плавления (1757) и теплоёмкости (1770). И. Вильке (J. Wilcke, 1772) ввёл определение калории как кол-ва тела, необходимого для нагрева 1 г воды на 1 °С. А. Лавуазье (A. Lavoisier) и П. Ланглас (P. Laplace) в 1780 сконструировали калориметр (см. *Калориметрия*) и впервые экспериментально определили уд. теплоёмкости ряда веществ. В 1824 С. Карно (N. L. S. Carnot) опубликовал работу, посвящённую исследованию принципов работы тепловых двигателей. Б. Клаузиус (B. Clausius) ввёл график, представляющее термодинамич. процессов и разработ метод бесконечно малых циклов (1834). Ю. Р. Майер (J. R. Mayer) сформулировал принцип взаимовёрщаемости тепловое и механич. движений и теоретически вычислил термомеханич. эквивалент (1842), экспериментально его определил Дж. П. Джоуль (J. P. Joule, 1843). Г. Гельмгольц (G. Helmholtz) отменил универсальный характер закона сохранения энергии (1847). Впоследствии Р. Клаузиус (R. Clausius) и У. Томсон (Кельвин; W. Thomson) систематически развили теорию. аппарат Т., в основу к-рого положены *первое начало термодинамики* и *второе начало термодинамики*. Развитие 1850-го начала привело Клаузиуса к определению *энтропии* (1854) и формулировке закона возрастания энтропии (1865). Статистич. интерпретация энтропии была дана Л. Больцманом (L. Boltzmann, 1872). Начиная с работ Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs, 1873), предложившего метод *термодинамических потенциалов*, развивается теория термодинамич. равновесия. Во 2-й пол. 19 в. ирландские исследования Т. реальных газов. Особую роль сыграли эксперименты Т. Эндрюса (T. Andrews), к-рый впервые обнаружил *критическую точку* системы жидкость—пар (1861), её существование предсказал Д. И. Менделеев (1860). К кон. 19 в. были достигнуты большие успехи в получении *низких температур*, в результате чего были обожжены O_2 , N_2 и H_2 , а затем и Не. Эксперим. исследования в области низких темп-р позволили В. Нернсту (W. Nernst) сформулировать *третье начало термодинамики* (1906). В 1902 Гиббс опубликовал работу, в к-рой все осн. термодинамич. соотношения были получены в рамках *статистической физики*. Связь между кинетич. свойствами тела и его термодинамич. характеристиками была установлена Л. Онсагером (L. Onsager, 1931). В 20 в. интенсивно исследовали Т. твёрдых тел, а также квантовых жидкостей и жидких кристаллов, в к-рых имеют место многообразные *фазовые переходы*. Л. Д. Ландау (1935—37) разработ общую теорию фазовых переходов, основанную на концепции спонтанного нарушения симметрии.

Основные понятия термодинамики. В Т. изучают макроскопич. системы, т. е. системы, состояние их большого числа частиц, причём исследуют наиб. общие свойства таких систем, для описания к-рых не требуется привлечение микроскопич. характеристик системы. Термодинамич. подход оказывается тем точнее, чем больше частиц в системе. За мкнтовой с истемой нз. система, изолированная от к.-л. внеш. воздействия, такую систему всегда можно разбить на составляющие её подсистемы, слабо взаимодействующие между собой. Тело m в Т. наз. макроскопич. систему, заключённую в определ. объём.

Равновесным состоянием наз. состояние макроскопич. системы, в к-ром отсутствуют потоки (массы, заряда, энергии, импульса и т. п.) между её подсистемами. Закрытая система но истечении достаточно большого промежутка времени всегда приходит в равновесное состояние. Равновесное состояние макроскопич. системы однозначно определяется неск. термодинамическими параметрами (см. *Параметры состояния*). Так, равновесное состояние жидкости или газа (с фиксированным числом частиц) можно задать двумя параметрами, напр. давлением P и объёмом V . В более сложных системах число термодинамич. параметров увеличивается. Напр., в смеси газов или жидком растворе в их число необходимо включить концентрации отд. компонентов, состояние твёрдого тела следует описывать тензором деформации. При рассмотрении дл.-магн. явлений термодинамич. систему характеризуют такими

параметрами, как заряд, поляризация среды, магн. момент. Для систем с нарушенной симметрией в число термодинамич. параметров включают *параметр порядка*.

Темп-ра является количеств. характеристикой теплового равновесия: темп-ры тел, находящихся в равновесии друг с другом, равны между собой. На этом основано измерение темп-ры при помощи термометра. В качестве термометра можно взять любое тело, термодинамич. параметры к-рого зависят от темп-ры. Определённая температурная шкалы не однозначно и зависит от способа градуировки термометра. Общепринятой является *Кельвина шкала* темп-ры, в соответствии с к-рой темп-ра T измеряется в градусах Кельвина. При взаимодействии двух тел, имеющих разл. темп-ру, происходит процесс установления равновесия между ними, сопровождающийся теплопередачей. При этом кол-во теплоты, отданное одним телом, равно кол-ву теплоты, приобретённого другим. На этом основано количеств. измерение передаваемой теплоты при помощи калориметра, к-рый служит источником или стоком тепла. В качестве калориметра можно использовать любое тело, термодинамич. параметры к-рого зависят от кол-ва переданной ему теплоты.

Процессом в Т. наз. изменение состояния тела со временем. Важными характеристиками процесса являются поглощённое телом кол-во теплоты Q , а также совершённая над ним работа A . Обе эти величины успешно зависят от хода процесса. *Обратимым процессом* наз. процесс, достаточно медленный для того, чтобы состояние тела в каждый момент времени можно было считать равновесным. Равновесное состояние тела изображается точкой в пространстве его термодинамич. параметров, так что обратимый процесс изображается нек-рой кривой в этом пространстве. Для описания обратимого процесса используют ряд дифференц. характеристик, в качестве к-рых выбирают след. производные вдоль упомянутой кривой:

$$c = dQ/dT, \quad (1)$$

коэф. теплового расширения

$$\alpha = d \ln V / dT \quad (2)$$

и коэф. сжимаемости

$$\kappa = -d \ln V / dP. \quad (3)$$

Работа, совершаемая над телом в ходе процесса, может быть механической или иметь др. природу. Работа сил давления для бесконечно малого изменения состояния тела равна

$$dA = -PdV. \quad (4)$$

Начала термодинамики. Три начала Т. являются основой, на к-рой строится её теория, аппарат. Эти начала являются эксперим. фактами, прошедшими продолжит. и всестороннюю проверку. Теоретич. обоснование этим фактам даёт раздел Статистическое толкование термодинамики в ст. *Статистическая физика*.

Первое начало термодинамики утверждает, что поглощённое телом кол-во теплоты Q является, наряду с совершённой над ним работой A , мерой изменения *его внутренней энергии* U . Т. о., для бесконечно малого изменения состояния тела

$$dU = dQ + dA. \quad (5)$$

Это равенство является выражением закона сохранения энергии для термодинамич. систем. Внутр. энергия тела U является ф-цией его состояния, это аддитивная величина, т. е. для любой макроскопич. системы она равна сумме внутр. энергий составляющих её подсистем. Соотношение (5) показывает, что кол-во теплоты Q измеряется в энергетич. единицах. 1-е начало Т. эквивалентно утверждению о невозможности создания вечного двигателя 1-го рода, т. е. устройства, способного совершать работу без потребления энергии.

Помимо внутр. энергии U любая термодинамич. система характеризуется ещё одной аддитивной ф-цией со-

стояния — энтропией S , изменение k -рой при бесконечно малом обратимом процессе связано с поглощенной системой теплотой:

$$dQ = TdS. \quad (6)$$

Здесь T — абсолютная температура. Выражение (6) указывает путь экстрем. построения абс. шкалы темп-р: величина T должна быть такой, чтобы интеграл

$$\Delta S = \int dQ/T \quad (7)$$

не зависел от способа перехода из нач. состояния в конечное. Утверждение о возможности такого построения абс. шкалы 2-м началом T , для обратимых процессов. Абс. темп-ра T является положительной определенной величиной. (Понятие отрицательной температуры вводится для сильно неравновесных подсистем.) Фиксируя в интеграле (7) нач. точку процесса и изменяя конечную, можно вычислить (с точностью до константы) энтропию S для любого равновесного состояния системы. Для определения энтропии S неравновесной системы следует воспользоваться аддитивностью энтропии, т. е. вычислять S как сумму энтропий подсистем, достаточно малых для того, чтобы считать их внутр. состояния равновесными.

Второе начало термодинамики свидетельствует о необратимости термодинамич. процессов. При соприкосновении двух тел теплота самопроизвольно переходит от более нагретого тела, т. е. тела с большей абс. темп-рой, к менее нагретому телу, т. е. телу с меньшей абс. темп-рой. Для того чтобы вернуть теплоту от менее нагретого тела к более нагретому, необходимо совершить работу (такой процесс осуществляется в холодильных машинах). 2-е начало T можно сформулировать в виде утверждения о невозможности создания вечного двигателя 2-го рода, т. е. устройства, полностью преобразующего тепловую энергию k -т. тела в работу. Количеств. выражением необратимости термодинамич. процессов является закон возрастания энтропии: энтропия замкнутой системы возрастает (точнее, не убывает) со временем.

1-е и 2-е начала T используют, в частности, для исследования закономерностей функционирования тепловых машин. Эффективность тепловой машины характеризуется коэф. полезного действия (кпд), равным отношению работы, совершенной тепловой машиной, к теплоте, потерянной нагревателем. Из соотношений (5) и (6) следует, что кпд тепловой машины, рабочее тело k -рой совершает обратимый Карно цикл, равен

$$\eta = (T_1 - T_2)/T_1. \quad (8)$$

здесь T_1 — абс. темп-ра нагревателя, T_2 — абс. темп-ра холодильника. Из 2-го начала T следует Карно теорема, согласно k -рой кпд любой тепловой машины не может превосходить (8), где T_1 — макс., T_2 — мин. абс. темп-ры рабочего тела.

Свойства термодинамич. систем вблизи нуля абс. темп-ры устанавливает 3-ье начало термодинамики, согласно k -рому энтропия любой равновесной системы стремится к 0, если $T \rightarrow 0$. 3-е начало T устанавливает начало отсчета энтропии, что однозначно фиксирует её для любой системы. Из 3-го начала, в частности, следует, что при $T \rightarrow 0$ обращается в 0 коэф. теплового расширения тела, а также теплоемкость для любого процесса. Последнее позволяет дать альтернативную формулировку 3-му началу T , согласно k -рой абс. нуль темп-ры экспериментально недостижим. Энтропия стёкол и др. неупорядоченных систем не стремится к нулю при охлаждении, т. к. эти системы метастабильны, т. е. не являются в строгом смысле равновесными.

Термодинамические потенциалы. Метод термодинамич. построения используют для описания обратимых процессов. В простейшем случае равновесное состояние тела можно описать двумя параметрами, при этом можно ограничиться выражением (4) для совершенной над телом работы. Из соотношений (5) и (6) получаем след. выражение для дифференциала внутр. энергии:

$$dU = TdS - PdV. \quad (9)$$

С помощью Лежандра преобразований можно перейти от внутр. энергии U к Гельмгольцу энергии (свободной энергии) F , Фиббса энергии G и гильберту H . Соответств. дифференц. соотношения имеют след. вид:

$$\begin{aligned} dF &= -SdT - PdV, \\ dG &= -SdT + \bar{W}dP, \\ dH &= TdS + \bar{W}dP. \end{aligned} \quad (10)$$

Термодинамич. потенциалы наз. введенные выше величины $U(S, V)$, $F(T, V)$, $G(T, P)$, $H(S, P)$. Если известна любая из этих ф-ций, то на основании соответств. термодинамич. тождеств (9), (10) можно определить все термодинамич. характеристики системы. Так, прямым дифференцированием $F(T, V)$ можно найти ф-ции $S = S(T, V)$, $P = P(T, V)$. Функциональная зависимость P от T и V наз. уравнением состояния. Зная ур-ние состояния, можно в соответствии с определениями (2), (3) найти изобарич. коэф. теплового расширения тела

$$\alpha_P = -V^{-1}(\partial P/\partial T)_V(\partial P/\partial V)_T^{-1}$$

и изотермич. сжимаемость

$$\kappa_T = -V^{-1}(\partial P/\partial V)_T^{-1}.$$

Дифференцируя ф-цию S , можно в соответствии с (1), (6) найти изохорич. теплоемкость тела

$$c_V = T(\partial S/\partial T)_V = T(\partial^2 F/\partial T^2)_V.$$

Аналогично вычисляют изобарич. теплоемкость

$$c_P = T(\partial^2 G/\partial T^2)_P.$$

При переходе в дифференц. соотношения от одного набора термодинамич. переменных к другому удобно использовать технику якобианов. Для двух пар переменных (a, b) (x, y) якобиан равен

$$\frac{\partial(a, b)}{\partial(x, y)} = \begin{vmatrix} \partial a/\partial x & \partial a/\partial y \\ \partial b/\partial x & \partial b/\partial y \end{vmatrix} = \frac{(\partial a)}{(\partial x)} \frac{(\partial b)}{(\partial y)} - \frac{(\partial a)}{(\partial y)} \frac{(\partial b)}{(\partial x)}.$$

Справедливы след. тождества:

$$\frac{\partial(a, y)}{\partial(x, y)} = \left(\frac{\partial a}{\partial x} \right)_y, \quad (11)$$

$$\frac{\partial(a, b)}{\partial(x, y)} = \frac{\partial(a, b)}{\partial(u, v)} \frac{\partial(x, y)}{\partial(u, v)}. \quad (12)$$

Соотношение (11) позволяет записывать введенные выше величины через якобианы, а соотношение (12) позволяет выразить эти величины через производные по любой паре термодинамич. переменных. Так, для изобарич. теплоемкости $c_P = T(\partial S, P)/\partial(T, P)$. Перехода в этом выражении от переменных T, P к переменным T, V по ф-ле (12) и используя соотношение между вторыми производными свободной энергии $(\partial^2 P/\partial T^2)_V = (\partial^2 S/\partial V^2)_T$, можно получить:

$$c_P - c_V = \kappa_T TV(\partial P/\partial T)_V^2. \quad (13)$$

Аналогично выводится связь между изотермич. и адиабатич. сжимаемостями:

$$\kappa_T - \kappa_S = c_P(TV)^{-1}(\partial T/\partial P)_S^2. \quad (14)$$

При помощи якобианов легко показать, что

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T = -1.$$

Аналогичное соотношение имеет место для любой тройки переменных, связанных функциональной зависимостью.

В более общей ситуации равновесное состояние тела описывается произвольным числом термодинамич. параметров. Экстенсивными (аддитивными) параметрами наз. величины, k -рые при разбиении системы на подсистемы разбиваются на сумму по подсистемам. Интенсив-

ными и нерасменными наз. величины, не зависящие от этого разбиения. Термодинамич. параметры любой системы можно представить в виде совокупности термодинамически сопряженных экстенсивных и интенсивных переменных. Выше были рассмотрены пары (S, T) и (V, P) . Еще одна пара термодинамически сопряженных переменных возникает при рассмотрении систем с немем. числом частиц: (N, μ) , где N — число частиц, а μ — химический потенциал.

$$\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{S,V} = \left(\frac{\partial F}{\partial N}\right)_{T,V} = \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T,P} = \left(\frac{\partial H}{\partial N}\right)_{S,P}$$

Совершая преобразование Лежандра по N , мы над свободной энергией F приходим к термодинамич. потенциалу Ω . дифференциал k -рого имеет след. вид:

$$d\Omega = -SdT - Nd\mu - PdV.$$

Термодинамич. потенциал Ω непосредственно выражается через давление и объем: $\Omega = -PV$. Др. примерами термодинамически сопряженных нар экстенсивных и интенсивных переменных являются электрич. поляризация и электрич. поле, магн. момент и магн. поле, электрич. заряд и электрич. потенциал. Обозначив совокупность всех доп. нар термодинамически сопряженных переменных (X_a, Y_a) , придем к след. обобщению термодинамич. тождеств (9), (10):

$$dU = TdS - PdV + \sum_a Y_a dX_a, \quad dF = -SdT - PdV + \sum_a Y_a dX_a$$

и т. д.

Обобщенной восприимчивостью наз. матрица

$$\chi_{ab} = \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X_a \partial X_b}\right)_{S,V} = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial X_a \partial X_b}\right)_{T,V} = \left(\frac{\partial^2 G}{\partial X_a \partial X_b}\right)_{T,P} = \left(\frac{\partial^2 H}{\partial X_a \partial X_b}\right)_{S,P} \quad (15)$$

для k -рой справедливы соотношения

$$(\partial Y_a / \partial X_b)_{X_c} = \chi_{ab} \chi_{bb}^{-1} = -(\partial X_a / \partial X_b)_{Y_c}, \quad \chi_{aa} - (\partial Y_a / \partial X_a)_{Y_c} = \chi_{aa} \chi_{bb}^{-1}.$$

Последнее равенство является обобщением соотношений (13), (14).

Из определенности (15) следует, что матрица обобщенной восприимчивости χ_{ab} симметрична, т. е. $\partial Y_a / \partial X_b = \partial Y_b / \partial X_a$. Эти равенства (наряду с аналогичными равенствами $\partial T / \partial X_a = \partial Y_a / \partial S$ и $\partial P / \partial X_a = \partial Y_a / \partial V$) приводят к не triviaльным экстрем. следствиям.

Термодинамическое равновесие. Теория термодинамич. равновесия исследует общие условия равновесия подсистем, а также условия устойчивости термодинамич. равновесия. Исследование этих условий основано на законе возрастания энтропии, вследствие k -рого энтропия замкнутой системы достигает в равновесии своего максимума.

Пусть тело взаимодействует с термостатом (на столько большой системой, что можно пренебречь изменением ее интенсивных параметров при взаимодействии с исследуемым телом). Условие максимальности энтропии системы тело + термостат эквивалентно условию минимальности след. величины:

$$R = U - T_0 S + P_0 V - \sum_a Y_{a0} X_a \quad (16)$$

индекс 0 относится к интенсивным параметрам термостата, величины без индекса относятся к телу. Смысл последнего слагаемого в (16) заключается в том, что из-за взаимодействия с термостатом на тело накладывается внеш. поле.

Условиями экстремума R относительно вариаций (S, V) являются равенства

$$T = T_0, \quad P = P_0 \quad (17)$$

Т. о., взаимодействие с термостатом фиксирует абс. температуру и давление тела. Аналогично можно показать, что равенства абс. темп-ры и давлений являются условиями равновесия (теплого и механич.) любых тел. Условие экстремума R относительно вариаций X_a таково:

$$Y_a = Y_{a0} \quad (18)$$

При выводе условий равновесия (17), (18) предполагалось, что тело и термостат разделены подвижной стенкой, через которую они могут обмениваться телотой, а также величинами X_a . Тело можно поместить в адиабатич. и (или) изохорич. условия, фиксирующие энтропию S и объем V тела. В этом случае S и (или) V являются свободными параметрами. Не следует минимизировать R также по тем величинам X_a , k -рыми тело не может обмениваться с термостатом (напр., по числу частиц N , если невозможен обмен частицами между телом и термостатом). При условии (17) минимальность R относительно вариаций X_a эквивалентна минимальности след. величины:

$$G(T, P, X_a) - \sum_a Y_{a0} X_a \quad (19)$$

Если внеш. условия фиксируют др. термодинамич. параметры тела, то вместо G в (19) следует использовать соответств. термодинамич. потенциал, являющийся ф-цией этих фиксированных переменных.

Условие положит. определенности R относительно малых вариаций S и V приводит к неравенствам

$$c_V > 0, \quad \kappa_S > 0 \quad (20)$$

Первенства (20) выражают условия устойчивости теплового и механич. равновесия. Положительно определенными являются также величины c_P и κ_T . Кроме того, из соотношений (13), (14) следует $c_P > c_V$, $\kappa_T > \kappa_S$. Условие минимальности R относительно малых вариаций X_a эквивалентно условию положит. определенности квадратичной формы

$$\sum_{a,b} \chi_{ab} \delta X_a \delta X_b > 0 \quad (21)$$

В общем случае в число δX_a следует включать δS и δV . Из (21) следует, в частности, что $\chi_{aa} > 0$. Эти неравенства можно рассматривать как обобщение условий (20).

Примером может служить условие равновесия многокомпонентной системы относительно i -кой хим. реакции. Изменние числа частиц компонентов в ходе этой реакции равно $dN_i = \nu_i dx$, здесь индекс i нумерует компоненты, а ν_i — численные коэф., фиксирующие в символьн. записи хим. реакции. Условие экстремальности величин R (в k -рой можно положить $Y_{00} = 0$) относительно вариаций X таково: $Y = \sum_i \nu_i \mu_i = 0$, где μ_i — хим. потенциалы компонент. Аналогично можно рассмотреть условия фазового равновесия. Так, условием равновесия двух фаз является равенство их хим. потенциалов. Это условие выделяет на плоскости (P, T) кривую фазового равновесия $P(T)$ для k -рой справедливо *Клапейрона — Клаузиуса уравнение*. Граница раздела двух сосуществующих фаз характеризуется *поверхностной энергией*. Вне кривой фазового равновесия стабильной является фаза, обладающая мин. энергией Гиббса F . При опред. условиях в системе может реализоваться фаза, не обладающая мин. термодинамич. потенциалом, такое состояние системы наз. *метастабильным состоянием*. Для его реализации изобходима устойчивость метастабильной фазы относительно малых изменений всех возможных параметров X_a , т. е. необходимо выполнение условия (21). Последнее нарушается в точке абс. неустойчивости метастабильной фазы.

Реакция неравновесного состояния системы к равновесному рассматривается в термодинамике неравновесных процессов.

Лит.: Фаулер Р., Ругтенберг Э., Статистическая термодинамика, пер. с англ., М., 1949; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Зоммерфельд А.,

Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955; Хаар Д., Вергедайн Г., Элементарная термодинамика, пер. с англ., М., 1968; Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2-й изд., [1, 2], Термодинамика и молекулярная физика, М., 1979; Гиббс Дж. В., Термодинамика, Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Леонтович М. А., Введение в термодинамику, Статистическая физика, М., 1983. В. В. Лебедев, И. М. Халитов.

ТЕРМОДИНАМИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ — общая теория макроскопич. описания термодинамически неравновесных процессов. Её наз. также неравновесной термодинамикой или термодинамикой изобразительных процессов.

Впервые термодинамич. соображения были применены к необратимым процессам В. Томсоном (Кельвином) в 1854. Последоват. изучение неравновесных процессов термодинамич. методами началось с работ Л. Осендера, установившего в 1931 соотношение взаимности для коэф. феноменологич. законов, к-рые подчиняются необратимым процессам. Как самостоят. наука Т. н. п. стала развиваться в работах Дж. Мейкснера, И. Пригожина и С. де Гроота.

Классич. термодинамика даёт полное количеств. описание равновесных (обратимых) процессов, поэтому её иногда называют термостатикой. Для неравновесных процессов она устанавливает лишь неравенства, к-рые указывают направление этих процессов (напр., *Клаузиус переноса*). Осн. задача Т. н. п. — количеств. изучение неравновесных процессов в для состояний, не сильно отличающихся от равновесных, в частности определение скоростей неравновесных процессов в зависимости от внеш. условий. В Т. н. п. системы, в к-рых протекают неравновесные процессы, рассматривают как непрерывные среды, а их параметры состояния — как полевые переменные, т. е. непрерывные ф-ции координат и времени. Для макроскопич. описания неравновесных процессов систему представляют состоящей из элементарных объёмов (физически бесконечно малых элементов среды), к-рые всё же настолько велики, что содержат очень большое число частиц. Состояние каждого выделенного элемента среды характеризуется темп-рой, плотностью, хим. потенциалами и др. термодинамич. параметрами, зависящими от координат и времени. Количеств. описание неравновесных процессов заключается в составлении ур-ний баланса для элементарных объёмов на основе законов сохранения массы, энергии и импульса, а также ур-ния баланса энтропии и феноменологич. ур-ний для рассматриваемых процессов, выражающих потоки массы, импульса и энергии через градиенты термодинамич. параметров. Методы Т. н. п. позволяют сформулировать для неравновесных процессов первое и второе начала термодинамики в локальной форме (в зависимости от положения элемента среды), получить из общих принципов, не рассматривая деталей взаимодействия частиц, полную систему ур-ний переноса, т. е. ур-ния гидродинамики, теплопроводности и диффузии для простых и сложных систем (с хим. реакциями между компонентами, с учётом эл.-магн. полей и др. факторов).

Законы сохранения. Для многокомпонентной системы поток массы в элемент объёма равен $\rho_k v_k$, где ρ_k — плотность, v_k — массовая скорость потока частиц данного вида; следовательно, закон сохранения массы k -то компонента имеет вид

$$\partial \rho_k / \partial t = -\operatorname{div}(\rho_k v_k), \quad k=1, 2, \dots, n.$$

Для суммарной плотности $\rho = \sum_{k=1}^n \rho_k$ закон сохранения имеет вид $\partial \rho / \partial t = -\operatorname{div}(v\rho)$, где v — гидродинамич., или массовая, скорость среды (пр. скорость переноса массы), зависящая от координат и времени. Для концентрации k -л. компонента $c_k = \rho_k / \rho$ закон сохранения массы имеет вид

$$\rho dc_k / dt = -\operatorname{div} J_k,$$

где $J_k = \rho_k(v_k - v)$ — диффузионный поток, $dt/dt = \partial/\partial t + v \cdot \nabla$

(∇ grad) — полная, или субстанциональная, производная по времени.

Изменение импульса элементарного объёма может происходить за счёт движения частиц, внутр. напряжений и в среде $P_{\alpha\beta}$ и внеш. сил F_k , действующих на единицу массы k -то компонента. За кон сохранения и м-лудса, применённый к элементарному объёму среды, позволяет получить осн. ур-ния гидродинамики (*Пуассо — Стокса уравнения*):

$$\rho dv_k / dt = - \sum_{\beta=1}^3 \partial P_{\beta k} / \partial x_{\beta} + \sum_{k=1}^n \rho_k F_{k\alpha},$$

где v_{α} — декартовы компоненты скорости v , $P_{\alpha\beta} = p\delta_{\alpha\beta} + \pi_{\alpha\beta}$ — тензор напряжений, p — давление, $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, $\pi_{\alpha\beta}$ — тензор вязких напряжений.

Закоп сохранения энергии для элементарных объёмов представляет собой *первое начало термодинамики* в Т. н. п. Плотность полной энергии складывается из плотности кинетич. энергии $\rho v^2/2$, плотности потен. энергии и плотности внутр. энергии ri (энергии теплового движения частиц и энергии их короткодействующих взаимодействий). Для ri из закона сохранения энергии получают ур-ние баланса (первое начало термодинамики в Т. н. п.):

$$\frac{\partial \rho i}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho v i + J_q) - \sum_{\alpha\beta} P_{\alpha\beta} \frac{\partial v_{\alpha}}{\partial x_{\beta}} + \sum_{k=1}^n J_k F_k,$$

где J_q — поток тепла, $\sum_{\alpha\beta} P_{\alpha\beta} \partial v_{\alpha} / \partial x_{\beta}$ — работа внутр. напряжений, $\sum_{k=1}^n J_k F_k$ — работа внеш. сил. Следовательно, внутр. энергия ri не сохраняется, сохраняется лишь полная энергия.

Уравнение баланса энтропии. Второе начало термодинамики в Т. н. п. выражает баланс энтропии $S = \int \rho s dV$ (s — плотность энтропии на единицу массы) вследствие поступления потока энтропии J_s , появ. из окружающей среды и возникновения её в самой системе вследствие необратимых процессов с интенсивностью источника σ (локальное производство на единицу объёма в единицу времени):

$$dS/dt = - \int_{\Omega} j_{s, \text{появ.}} d\Omega + \int_V \sigma dV,$$

$\sigma \geq 0$, $d\Omega$ — элемент поверхности системы. Отсюда следует ур-ние баланса энтропии в дифференц. форме:

$$\rho ds/dt = -\operatorname{div} J_s + \sigma, \quad \text{где } J_s = J_s + j_{s, \text{появ.}} - \rho s v.$$

Если имеют место необратимые процессы, $\sigma > 0$, энтропия (в отличие от массы, энергии и импульса) не сохраняется.

В Т. н. п. принимают, что уд. энтропия s является такой же ф-цией внутр. энергии i , уд. объёма $w=1/\rho$ и концентраций c_k , как и в состоянии полного термодинамич. равновесия, и, следовательно, не имеет справедливых обычных термодинамич. равенств (гипотеза док-льностей о равновесии). Эту же гипотезу используют и в неравновесной статич. термодинамике. Предполагают, что термодинамич. ф-ла $Tds = du + pdV - \sum_k du_k dc_k$ остаётся справедливой и для элемента массы вдоль траектории его центра масс:

$$T \frac{ds}{dt} = \frac{du}{dt} + p \frac{dV}{dt} - \sum_{k=1}^n \mu_k \frac{dc_k}{dt},$$

где все производные во времени являются полными.

Для плотности потока энтропии получается выражение, зависящее от плотности потока тепла J_q и плотности потока диффузии J_k :

$$J_s = T^{-1} (J_q - \sum_{k=1}^n \mu_k J_k),$$

а для локального производства энтропии — выражение, зависящее от потоков и градиентов термодинамич. параметров:

$$\sigma = -T^{-2} (J_q \text{grad } T) - T^{-1} \sum_{k=1}^n J_k [T \text{grad} (\mu_k/T) - F_k] - \\ - T^{-1} \sum_{\alpha, \beta} \pi_{\alpha\beta} \partial v_\alpha / \partial x_\beta \geq 0. \quad (*)$$

Т. о., локальное производство энтропии вызывается необратимыми процессами теплопроводности, диффузии и вязкости. В системах с хим. реакциями появляется ещё один член, связанный с хим. строением реакций.

Положительность локального производства энтропии ($\sigma > 0$), очевидная из ф-лы (*), выражает в Т. н. п. закон возрастания энтропии (второе начало термодинамики). Возможное изменение плотности энтропии вследствие втекания её в элемент объёма или вытекания из него не связано с необратимыми процессами и может иметь любой знак. Интегрирование ур-ния баланса энтропии по объёму системы с учётом (*) даёт для полной энтропии S соотношение $dS/dt \geq - \int T^{-1} J_q d\Omega$, эквивалентное теореме Карно — Клаузиуса.

Локальное производство энтропии (*) представляет собой сумму произведений потоков (напр., диффуз. потока J_k , теплового потока J_q , тензора вязких напряжений $\pi_{\alpha\beta}$) и сопряжённых им термодинамич. сил X_i :

$$\sigma = \sum_{i=1}^n J_i X_i.$$

Термодинамич. силы X_i пропорц. градиентам термодинамич. параметров, вызывающим неравновесные процессы. Величины J_i , X_i могут быть векторами (теплопроводность и диффузия), тензорами (сдвиговая вязкость), скалярами (объёмная вязкость, скорость хим. реакции). Поэтому соответств. процессы наз. векторными, тензорными или скалярными.

Феноменологические уравнения. В Т. н. п. исходя из того, что при малых отклонениях системы от термодинамич. равновесия возникающие потоки линейно зависят от термодинамич. сил и описываются феноменологич. ур-ниями

типа $J_i = \sum_{k=1}^n L_{ik} X_k$, L_{ik} — (феноменологич.) *кинетические коэффициенты*, или коэф. переноса (их наз. также онсагеровскими кинетич. коэф.). В яврых процессах термодинамич. сила X_k вызывает поток J_k , напр. градиент темп-ры вызывает поток теплоты (*теплопроводность*), градиент концентрации — поток вещества (*диффузия*), градиент скорости — поток импульса (к-рый определяет *вязкость*), электрич. поле — электрич. ток (*электропроводность*). Такие процессы характеризуются онсагеровскими кинетич. коэф., $L_{ik} > 0$, пропорц. коэф. теплопроводности, диффузии, вязкости, электропроводности, к-рые также наз. кинетич. коэф. или коэф. переноса. Термодинамич. сила X_i может вызывать поток J_j и при $i \neq k$, напр. градиент темп-ры может вызывать поток вещества в многокомпонентных системах (*термодиффузия*, или Соре эффект), а градиент концентрации — поток теплоты (диффузионный термоэффект, или *Дюфура эффект*). Такие процессы наз. перекрёстными или налагающимися эффектами; они характеризуются коэф. L_{ik} при $i \neq k$. С учётом феноменологич. ур-ний производство энтропии

$$\sigma = \sum_{i,k} X_i L_{ik} X_k \geq 0.$$

В стационарном состоянии величина σ минимальна при заданных внеш. условиях, прелюбывающих достижению равновесия (*Прижожино теорема*). В состоянии термодинамич. равновесия $\sigma = 0$.

Одна из осн. теорем Т. н. п. — Онсагера теорема взаимности, связанная с инвариантностью ур-ний движения относительно обращения времени, согласно к-рой в отсутств. магн. поля и вращения системы как целого онсагеровские кинетич. коэф. для потоков одинаковой чётности симметричны: $L_{ik} = L_{ki}$. Если на систему действует внеш. магн. поле H или она вращается с угл. скоростью ω , то

$$L_{ik}(H) = L_{ki}(-H),$$

$$L_{ik}(\omega) = L_{ki}(-\omega).$$

Это связано с тем, что силы Лоренца и Кориолиса не изменяются при изменении скоростей всех частиц на обратные лишь в том случае, если одновременно меняются на противоположное направление магн. поля или скорости вращения (см. *Онсагера теорема*).

При определ. свойств пространственной симметрии системы феноменологич. ур-ний упрощаются. Напр., в изотропной системе потоки и термодинамич. силы, имеющие разную тензорную размерность, не могут быть связаны между собой (частный случай *Кюри принципа* в Т. н. п.). Поэтому в производство энтропии могут входить произведения потоков и термодинамич. сил лишь одинаковой тензорной размерности: скаляры, полярные векторы, аксиальные векторы, симметричные тензоры с нулевым следом.

С учётом принципа Кюри и соотношений Онсагера Т. н. п. даёт для потока теплоты J_q и потока J_1 массы первой компоненты в бинарной ($n=2$) смеси феноменологич. ур-ния

$$J_q = -L_{qq} T^{-2} \text{grad } T - L_{q1} (\mu_{11}/c_2 T) \text{grad } c_1,$$

$$J_1 = -L_{1q} T^{-2} \text{grad } T - L_{11} (\mu_{11}/c_2 T) \text{grad } c_1,$$

где c_1 — концентрация первой компоненты, $\mu_{11} = (\partial \mu_1 / \partial c_1)_{p,T}$, $L_{1q} = L_{q1}$.

Вместо феноменологич. коэф. L_{qq} , L_{q1} , L_{1q} можно ввести коэф. теплопроводности $\lambda = L_{qq}/T^2$, коэф. диффузии $D = L_{11} \mu_{11}/rc_2 T$, коэф. термодиффузии $D' = L_{1q}/rc_2 c_2 T^2$, коэф. Дюфура $D'' = D'$.

В случае вязкого течения изотропной жидкости феноменологич. ур-ние для тензора вязких напряжений имеет вид

$$\pi_{\alpha\beta} = -\eta \left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial v_\beta}{\partial x_\alpha} - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} \text{div } v \right) - \zeta \delta_{\alpha\beta} \text{div } v,$$

η — сдвиговая вязкость, ζ — объёмная вязкость, $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера.

Т. н. п. позволяет описать неравновесные процессы в прерывных системах, напр. перенос тепла и массы между резервуарами, связанными капилляром, пористой стенкой или мембраной, если можно пренебречь объёмом капилляра или пор. В этом случае термодинамич. параметры меняются скачком. Если ввести приведенные величины:

поток теплоты $J_q = J_n - \sum_{k=1}^n h_k J_k$ (где J_n — изменение внутр. энергии, h_k — угл. потенциала), потоки диффузии $J_k = J_n - c_k J_n / c_n$ ($k=1, 2, \dots, n-1$), объёмный поток $J_n = \sum_{k=1}^n v_k J_k$, то они пропорц. термодинамич. силам — конечным разностям $\Delta T/T^2$, $(\Delta \mu_m)_{r,p}/T$, $\Delta p/T$, и феноменологич. ур-ния имеют вид

$$J_q = -\Lambda_{qq} \Delta T/T^2 - \sum_{m=1}^{n-1} \Lambda_{qm} (\Delta \mu_m)_{r,p}/T - \Lambda_{qn} \Delta p/T,$$

$$J_k = -\Lambda_{kq} \Delta T/T^2 - \sum_{m=1}^{n-1} \Lambda_{km} (\Delta \mu_m)_{r,p}/T - \Lambda_{kn} \Delta p/T,$$

$$J_n = -\Lambda_{nq} \Delta T/T^2 - \sum_{m=1}^{n-1} \Lambda_{nm} (\Delta \mu_m)_{r,p}/T - \Lambda_{nn} \Delta p/T.$$

$$\Delta T = T_2 - T_1, \Delta \mu_k = \mu_k^{(2)} - \mu_k^{(1)}, \Delta p = p_2 - p_1, k=1, 2, \dots, n-1.$$

Эти ур-ния описывают эффект термомолекулярного давления — возникновение конечной величины $\Delta p/\Delta T$ при $J_n = 0$, термоэффект — возникновение разности концентраций $\Delta c_k/\Delta T$ при $J_q = 0$, $J_n = 0$, механикалорич. эффект — существование стационарного состояния с переносом тепла при $\Delta T = 0$ и фиксированном перепаде давления Δp (при $J_k = 0$). Т. н. п. прерывных систем позволяет описать также осмотическое давление (см. *Озмос*) и электрокинетические явления.

Т.н.п. используют для объяснения мн. неравновесных явлений в проводниках, напр. *термоэлектрических явлений, гальваномашинных явлений, термогальваномашинных явлений*. Она даёт теорию, основу для исследования *открытых систем*.

Вывод законов Т.н.п. из законов механики (классич. и квантовой) и получение выражений для кинетич. коэф. через параметры, характеризующие строение вещества, входят в задачу неравновесной статистической термодинамики, к-рая относится к Т.н.п. так же, как статистич. термодинамика к термодинамике (см., напр., *Гриша — Кубо формулы*). Обоснование Т.н.п. для газов даёт *кинетическая теория газов*.

Лит.: Пригожин И., Введение в термодинамику необратимых процессов, пер. с англ., М., 1960; Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., М., 1962; де Гроот С., Маэур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Хаазе Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Дьярмити И., Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы, пер. с англ., М., 1974; Кайзер Д., Статистическая термодинамика неравновесных процессов, пер. с англ., М., 1990.

ТЕРМОДИНАМИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

—раздел физики плазмы, изучающий общие свойства макроскопич. плазменных систем, находящихся в состоянии термодинамич. равновесия. Обычно равновесное состояние системы при разных значениях параметров (давление p , темп-ра T) изображается на фазовой диаграмме p — T . Плазменные состояния вещества занимают осн. часть фазовой диаграммы и чрезвычайно многообразны (см. рис. к ст. *Неидеальная плазма*). Термодинамика плазмы преследует лишь на периферии этой диаграммы — при экстремально высоких плотностях и при высоких темп-рах. В обоих предельных случаях — это системы идеальных газов — электронов и ионов, но в первом случае вырожденных, а во втором — классических. К этим областям прилегают области слабой неидеальности, в к-рых методами теории возмущений найдены поправки на слабые межчастичные взаимодействия. В значит. части фазовой диаграммы плазма неидеальна, и последоват. теоретич. описание возможно, если осуществима перенормировка взаимодействия, как, напр., в случае образования связанных электронно-ионных пар, т. е. атомов в низкотемпературной плазме (НП) или в случае образования ионной решётки. В областях сильной неидеальности теоретич. модели опираются на результаты измерений. Экспериментально наиб. изучена частично ионизованная плазма, используемая во мн. приложениях. Модельная однокомпонентная плазма детально исследована теоретически.

Однокомпонентная плазма. Модель классич. однокомпонентной плазмы представляет собой плазму точечных ионов с зарядом Ze , помещённых в равномерно распределённую среду электронов. Состояние плазмы характеризуется единственным параметром — параметром неидеальности $\gamma = (Ze)^2 / r_0 kT$, где $r_0 = [3/(4\pi n_0)]^{1/3}$ — ср. расстояние между ионами. Плазма неидеальна, если $\gamma > 1$. Такова плазма недр. звёзд белых карликов и планет-гигантов Солнечной системы, где величины γ имеют порядок 100 или 10, а электронный газ у них вырожден и идеален.

Термодинамика однокомпонентной плазмы проста в предельных случаях. Если $\gamma \ll 1$ (малые плотности, высокие темп-ры — идеальная плазма), плазма газообразна, она описывается дабековским приближением. На расстояниях *дабековского радиуса экранирования* $r_D = (4\pi n_0 Z^{-2} e^2 / kT)^{-1/2}$ осуществляется экранировка заряда, а поправка к внутр. энергии идеального газа равна $\Delta U/n_0 kT = -(3/2)\gamma^{3/2}$. В пределах сильной неидеальности, когда $\gamma \gg 1$, сильное кулоновское отталкивание локализует ионы в пространственную структуру (кулоновский кристалл), внутр. энергия к-рой близка к $U/n_0 kT = -0,9\gamma$. Примерами такой неидеальной плазмы являются кристаллизованная однокомпонентная плазма примеси многозарядных ($Z \gg 1$) ионов в недрах тяжёлых планет и двумерная однокомпонентная плазма электронов на поверхности жидкого геля.

Область промежуточных γ исследована методами машинного эксперимента. По мере роста γ нарастают меж-ионные корреляции, что ясно отражается на виде бинарной корреляц. ф-ции ипов $g(r)$ (рис. 1) [1]. Расчёты показывают, что кулоновский кристалл плавится при $\gamma \approx 170$.

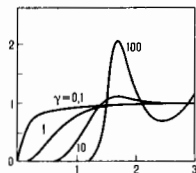


Рис. 1. Расчётные бинарные корреляционные функции ипов $g(r/r_0)$ при различных параметрах неидеальности однокомпонентной плазмы (по горизонтальной оси r/r_0).

Вырожденной однокомпонентной плазмой является при низких темп-рах электронная плазма на положительном заряженном фоне. Её состояние характеризуется величиной ср. межэлектронного расстояния r_{ee} , выраженного в радиусах Бора a_0 : $r_{ee} = [3/(4\pi n_e)]^{1/3} a_0$. Через r_{ee} выражается параметр неидеальности вырожденной электронной плазмы $\gamma_e = 0,543 r_{ee}$ (см. *Неидеальная плазма*). К вырожденной однокомпонентной плазме близка плазма валентных электронов в металлах, для к-рых $r_{ee} = 2 + 6$.

При $T=0$ электроны в сильно сжатой плазме, когда $r_{ee} \ll 1$, представляют собой слабо неидеальный газ. Энергия основного состояния в расчёте на один электрон, выраженная в $R\gamma$ (ридберг энергия ионизации атома водорода), имеет вид:

$$-\epsilon_{0n}(r_{ee}) = 2,21 r_{ee}^{-2} - 0,916 r_{ee}^{-1} + 0,062 \ln r_{ee} - 0,096.$$

Сюда надо вкладать кинетич. энергию, обменная энергия (см. *Обменная взаимодействие*) и вычисленная М. Келлманом и К. Бракнером (M. Gell-Mann, K. Brueckner, 1957) *корреляционная энергия*. В противоположном предельном случае $r_{ee} \gg 1$, когда электроны находятся в ядре положительного равномерно распределённого заряда при низких темп-рах и на расстояниях значительно больших *Бора радиуса*, электроны настолько коррелированы, что образуют *выснергский кристалл*. В этих условиях энергия основного состояния имеет вид:

$$\epsilon_{0n}(r_{ee}) \approx -3r_{ee}^{-1} + 3r_{ee}^{-3/2}.$$

Принято считать, что вигнеровский кристалл плавится при $r_{ee} \approx 20$. Однако эта цифра требует уточнения.

Точное выражение для коррелц. энергии при промежуточных r_{ee} отсутствует. Имеется целый набор интерполяц. ф-л для коррелц. энергии, начиная с простейшей — предложенной Э. Вигнером (E. Wigener, 1934): $\epsilon_{corr} = -0,88(r_{ee} + 7,8)^{-1}$. Величина ϵ_{corr} через структурный фактор $S(q)$ однокомпонентной плазмы связан с де-дэ-электр. проницаемостью $\epsilon(q, \omega)$ и может быть вычислена, если известна эта величина.

Частично ионизованная невырожденная плазма. Если энергия ионизации атома I значительно превосходит темп-ру, электронно-ионное взаимодействие приводит к образованию связанных электронно-ионных состояний — атомов. Это имеет место, если выполняется неравенство $Rv/kT \gg 1$. Т. е. являются атомы, плазма становится трёхкомпонентной. Она оказывается также классической, поскольку расстояние макс. сближения электронов $e^2/kT \gg \lambda_e$ (λ_e — тепловая длина волны электрона). Трёхкомпонентная, иначе говоря, частично ионизованная, плазма существует в области I (см. рис. к ст. *Неидеальная плазма*). Она является невырожденной. Слабое взаимодействие между оставшимися свободными электронами и ионами вычисляется в рамках теории возмущений. Частично ионизованная плазма возникает и многочисл. газоразрядных техн. устройствах.

Концентрация свободных электронов, атомов и ионов связаны упр-исем Саха:

$$n_+ n_- / n_a = (2\sum_{\alpha} / \sum_{\alpha} (2\pi m k T / h^2)^{3/2} \exp(-I_{\alpha} / k T)).$$

Здесь \sum_{α} и \sum_{α} — внутр. статистич. суммы иона и атома. Вследствие дальнегодействия кулоновских сил статистич. сумма удлинённого атома есть расходящийся ряд. Напр. для атома водорода

$$\sum_{\alpha} = \sum_{k=1}^{\infty} 2k^2 \exp(-\delta_k / k T).$$

где $\delta_k = Rv^2 / k^2$; расходящаяся и второй виральный коэф., т. е. расходящаяся интегралы $[d^3r] [1 - \exp(\pm e^2 / r k T)]$, по эти расходимости взаимно сокращаются. Коррективный учёт взаимодействия исходных электронов и ионов приводит к перенормировке статистич. суммы

$$\sum_{\alpha} = \sum_{k=1}^{\infty} 2k^2 [\exp(-\delta_k / k T) - 1 + \delta_k / k T]$$

и к уменьшению энергии ионизации на величину $\Delta I = e^2 / r_D$, где радиус экранирования

$$r_D = [4\pi e^2 (n_+ + n_-) / k T]^{-1/2}.$$

Такая плазма представляет собой смесь идеальных газов электронов, атомов и ионов. Поправка к свободной энергии идеальной классич. плазмы обусловлена корреляцией заряд. частиц

$$\Delta F_{cor} = An_+^{3/2} + Bn_+^2 \ln n_+ + Cn_+^3 + \dots$$

Первый член описывает длинноволновые дебаевские корреляции $\Delta F_D = -T / 12\pi r_D^3$; его учёт приводит к ур-нию состояния в виде *Давитова закона* (давление идеальных газов равно сумме парциальных давлений) с малой поправкой: $p = T n_a + 2 T n_+ (1 - e^{-3/2} / 3 r_D T)$. Второй член в плазме с однократной ионизацией равен

Неидеальная классическая плазма. На рис. 2 изображена расчётная зависимость степени ионизации $x = n_+ / (n_+ + n_a)$ водородной плазмы от плотности ($\sqrt{\lg(n_+ + n_a \cdot \text{см}^{-3})}$) и температура (пунктирные кривые).

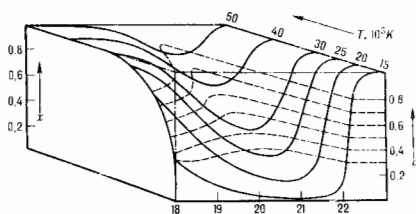


Рис. 2. Зависимость степени ионизации x водородной плазмы от плотности ($\sqrt{\lg(n_+ + n_a \cdot \text{см}^{-3})}$) и температура (пунктирные кривые).

малых плотностях ионизация является термической и уменьшается при сжатии (сплошные кривые слева) и возрастает при нагреве и соответствует с ур-нием Саха. Степень неидеальности характеризуется параметром $\gamma = e^2 / k T r_D$. Измерения ур-ние состояния незаряденных паров сжатых в подпорываемых ударных трубах, показали, что вплоть до значений γ , близких к единице, термодинамика неидеальной классич. плазмы близка к термодинамике идеальной плазмы.

При высоких плотностях рост степени ионизации вызван сжатием вещества. Это область сильно неидеальной плазмы. Соответствующие ей участки кривых (сплошные в правой части рис. 2) являются ориентировочными. Энергетич. спектр атомов деформируется, поскольку поля ионов экранируются на малых расстояниях. Постепенно радиусом экранирования становится не дебаевским, а среднее межчастичное расстояние r_D .

По мере дальнейшего сжатия исчезают возбуждённые состояния, соответственно понижается граница контину-

ума. Когда равное экранирования оказывается близким к размеру атома в основном состоянии a_0 , энергетич. пик в спектре закрывается и атомы исчезают. Это условие наш критерий Мотта для перехода вещества в металлы, состоящих (см. *Мотт и др. Физическая теория металлов*). Измерения экранированного вещества, выполненные при изобарии, на примере жидких металлов в оптических печах, показали, что переход из металлического состояния в пары металлов (переход Мотта) является не скачкообразным, а довольно плавным (см. *Переход металла — диэлектрика*).

Эксперименты указывают на высокие значения концентрации заряд. частиц в окрестности критич. точки разл. металлов. Возможно то, что конденсация вещества в этой области ответственно сильное кулоновское взаимодействие.

Выраженная плазма сильно сжато и неведущая. При сильном сжатии электронная компонента выражается и становится тем ближе идеальной, чем выше плотность. Все электроны в результате сжатия вещества и смятия электронных оболочек оторваны от ядер и образуют однородный электронный газ. Если ср. расстояние r_{sp} между частицами этого газа меньше радиуса оболочки $r_{sp} < a_0 Z$, то параметр взаимодействия по взаимодействию электронов с ядрами имеет вид

$$\gamma = Z e^2 n_+^{1/3} / k T < 1,$$

где $k T$ — энергия Ферми. Система положительно заряженных частиц, ещё очень далёкая от выражения, сильно неведущая и образует упорядоченную решётку. Соответственно этому давление даёт выражением

$$p = \frac{1}{5} (3\pi^2)^{2/3} \frac{h^2}{m} n_a^{5/3} - \frac{2}{3} Z^2 n_+^{1/3} e^2 n_a^{2/3},$$

где π^{-1} — постоянная Мадельунга, зависящая от конкретной структуры решётки. Так, напр. для вишерновских ячеек (см. *Вишерский кристалл*) $\pi = 0.9(4\pi/3)^{1/3}$. Плазма сильно сжатого вещества (т. е. при высоких давлениях) может считаться холодной вплоть до чрезвычайно высоких темп. р (см. рис. 1, 2 к ст. *Измерения температуры плазмы*), т. е. при экстремально высоких давлениях свойства вещества универсализуются — ат. номер входит в виде комбинации $p / 10^{12}$, $n_+ / 2$, $T / 10^4$. Также условия реализуется, напр. в недрах звезд.

С уменьшением плотности возникают новые эффекты. При очень высоких темп-рах основными из них являются обменные и квантовые, к-рые в случае сильной неоднородности вносят поправку к давлению

$$\Delta p = - (3\pi^2)^{1/3} (4\pi)^{-1} (1 + 2.9) e^2 n_a^{2/3}.$$

Диагноз. показателей, в к-ром явно выявляются неравенства $a_0 Z \ll n_+ \ll Z^2 a_0^3$, достаточно широк для плазмы жёстких элементов ($Z \gg 1$). На своей ниж. границе он соответствует давлению $p = e^2 n_a^{2/3} = 300$ Мбар. Давления, близкие к 10¹⁰ Мбар, зарегистрированы экспериментально на ударными силами, порождаемыми мощными взрывами. В этих условиях протекает некое распределение электрич. потенциалов неоднородности, поскольку они притягиваются к ядрам. Существование, что каждое ядро экранируется своими Z электронами, и плазма разбивается на совокупность дебаевских ячеек.

В таком явственно приближении слабонеоднородная плазма описывается *Томаса—Ферми методом*. Ур-ние Томаса—Ферми, решаемое в конечном объеме ячейки $(4\pi/3)r_0^3$, описывает атом в сжатом состоянии. При этом сохраняется автономность по Z . В области низких давлений метод Томаса—Ферми, даже с учётом обменных, квантовых и корреляц. эффектов, даёт только качественное описание усреднённых характеристик, к-рые измерения при изотропич. расширении конденсированного вещества, предварительно сжатого и разорванного по фронту ударной волны. На рис. 3 представлена выборка объема n , приводящегося на один атом вещества [5]. Кривая, проведенная по эксперим. точкам, отражает осцилляции, вызванные оболочечными эффектами, обусловленными дискретным

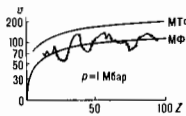


Рис. 3. Зависимости излобы объёма v , приходящиеся на один атом вещества, от величины заряда Z . МТФ — расчёт методом Томаса — Ферми; МФП — расчёт методом функционала плотности; осциллирующая кривая — экспериментальная.

спектром энергии. Кривая, рассчитанная методом Томаса — Ферми (МТФ), передаёт упрощённый ход $v(Z)$.

На рис. 3 представлена также зависимость $v(Z)$, полученная с помощью одного из простейших вариантов метода функционала плотности (МФП) термодинамиком, потенциала. Этот метод наиб. перспективен; он позволяет описать термодинамику жидкой плазмы в широком диапазоне параметров.

Лит.: 1) Ichimaru S., Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids, «*Rev. Mod. Phys.*», 1982, v. 54, № 4, p. 1017; 2) Фортгов В. Е., Якубов И. Т., Неидеальная плазма, М., 1994; 3) Веденов А. А., Термодинамика плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, в. 1, М., 1963, с. 273; 4) Крефт В.-Д., Кремс Д., Эбеллинг В., Рёнке Т., Книпович статистика систем заряженных частиц, пер. с англ., М., 1988; 5) Киржиц Д. А., Лозовик Ю. Е., Шпатаковский Т. В., Статистическая модель вещества, «*Физи.*», 1975, т. 117, с. 3.

ТЕРМОДИНАМИКА ТОНКИХ ЖИДКИХ ПЛЁНОК — раздел термодинамики, изучающий свойства тонких жидких плёнок и устанавливающий взаимосвязь между расклинивающим давлением и др. термодинамич. параметрами и ф-циями. Подробнее см. *Тонкие жидкие плёнки*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ВЕРоятНОСТЬ — число способов W , к-рыми можно реализовать данное макроскопич. состояние физ. системы, *статистический вес* макроскопич. состояния. Поскольку $W > 1$, т. в. не является вероятностью в обычном смысле, т. в. связана с *энтропией* соотношением Больцмана $S = k \ln W$. В случае идеальных газов T , в легко вычисляется. Величина энтропии и, следовательно, T , в зависит от типа статистики, к-рой подчиняются частицы (см. *Больцмановская статистика*, *Бозе — Эйнштейновская статистика*, *Ферми — Дирак статистика*). Для реальных систем T , в. можно оценить по величине *статистической суммы* Z , напр. для *канонического распределения Гиббса* $S = -(F/T)_{T, \mu}$, где F — *Гельмгольдова энергия*, V — объём системы, содержащей N частиц. Когда число N велико, T , в. становится очень большой, $W \ll \exp[N\phi(\beta/N)]$, где ϕ — эн-гия системы. В *термодинамическом пределе* ($\beta \rightarrow \infty$, $N \rightarrow \infty$, $\beta/N = \text{const}$) T , в. экспоненциально растёт с увеличением N . Д. Н. Зубарев.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА — совокупность макроскопич. тел, к-рые могут взаимодействовать между собой и с др. телами (внеш. средой) — обмениваться с ними энергией и веществом. Т. с. состоит из столь большого числа структурных частей (атомов, молекул), что её состояние можно характеризовать макроскопич. параметрами: плотностью, давлением, концентрацией веществ, образующих Т. с. и, т. д.

Т. с. находится в равновесии (см. *Равновесие термодинамическое*), если параметры системы с течением времени не меняются и в системе нет к.-л. стационарных потоков (теплоты, вещества и др.). Для равновесных Т. с. вводится понятие *температуры как параметра состояния*, имеющего одинаковое значение для всех макроскопич. частей системы. Число независимых параметров состояния равно числу степеней свободы Т. с., остальные параметры могут быть выражены через независимые с помощью *уравнения состояния*. Свойства равновесных Т. с. изучает *термодинамика равновесных процессов* (термостатика), свойства неравновесных систем — *термодинамика неравновесных процессов*.

В термодинамике рассматривают: закрытые Т. с., не обменивающиеся веществом с др. системами; *открытые системы*, обменивающиеся веществом и энергией с др. системами; адiabатные Т. с., в к-рых отсутствует теплообмен с др. системами; изолированные Т. с., не

обменивающиеся с др. системами ни энергией, ни веществом. Если система не изолирована, то её состояние может изменяться; изменение состояния Т. с. наз. *термодинамическим процессом*. Т. е. может быть физическая однородной (*гомогенной системой*) и неоднородной (*гетерогенной системой*), состоящей из нескольких однородных частей с разным физ. свойствами. В результате фазовых и хим. превращений (см. *Фазовый переход*) гомогенная Т. с. может стать гетерогенной и наоборот.

Лит.: Эппштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.—Л., 1948; Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1951; Самойлович А. Г., Термодинамика и статистическая физика, 2 изд., М., 1955.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ШКАЛА — см. в ст. *Температурная шкала*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ (статистическая теория возмущений) — метод приближённого регулярного вычисления свободной энергии (или к.-л. др. термодинамич. величины) физ. системы, аналогичной *возмущённой теории* для энергии осн. состояния в квантовой механике. Построение Т. в. предполагает возможность разложения полного *гамилтониана H данной квантовой физ. системы (или соответственно *Гамилтониана функции* для классич. системы) на свободный (нулевой) *гамилтониан* H_0 и *гамилтониан взаимодействия* λH_1 , где константа связи λ может быть, вообще говоря, не мала. Согласно Т. в., свободная энергия F (см. *Гельмгольцева энергия*) такой системы может быть представлена в аддитивной форме $F = F_0 + F_1$, где F_0 по предположению, вычислется точно, а F_1 имеет вид бесконечного разложения (ряда) по степеням $\beta\lambda$, где $\beta = 1/kT$, T — абс. темп-ра. Очевидно, условия сходимости подобного ряда тем лучше, чем слабее взаимодействие λ и выше темп-ра T , хотя строгие критерии сходимости рядов Т. в. в общем случае отсутствуют.*

Т. в. основана на формальной аналогии между *Шрёдингера уравнением* для волновой ф-ции системы и *Блоха уравнением* для статистич. оператора ρ квантового канонич. (или большого канонич.) распределения Гиббса для той же системы. Ур-ние Блоха $\partial \rho / \partial \beta = -H \rho$ с нач. условием $\rho|_{\beta=0} = 1$ получается из ур-ния Шрёдингера формальной заменой времени t на мнимое время $\hbar\beta/i$. В рамках Т. в. решение для ρ , согласно Т. Мануэра [1], ищется в виде $\rho = \rho_0 S(\beta)$ с нач. условием $S(0) = 1$, где $S(\beta)$ — т.-н. температурная S -матрица, имеющая вид, аналогичный *матрице рассеяния* в квантовой механике:

$$S(\beta) = P \exp \left[- \int_0^\beta \mathcal{H}_1(\beta') d\beta' \right]$$

или

$$S(\beta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \int_0^\beta \dots \int_0^\beta n \text{!} d\beta_1 \dots d\beta_n P[\mathcal{H}_1(\beta_1) \dots \mathcal{H}_1(\beta_n)], \quad (1)$$

где

$$\mathcal{H}_1(\beta) = \exp(\beta \mathcal{H}_0) \mathcal{H}_1 \exp(-\beta \mathcal{H}_0)$$

— *гамилтониан* \mathcal{H}_1 в представлении взаимодействия по мнимому времени, P — оператор «хронологич.» упорядочения по мнимому времени ($\beta_1 > \beta_2 > \dots > \beta_n$). Тогда для канонич. (или соответственно большого канонич.) статистич. суммы данной системы $Z = \exp(-\beta F)$ имеем

$$Z = \text{Sp} \rho = \text{Sp} \rho_0 S(\beta) = Z_0 \langle S(\beta) \rangle_0, \quad (2)$$

где введены обозначения $Z_0 = \text{Sp} \rho_0 = \exp(-\beta F_0)$, $\langle \dots \rangle_0 = Z_0^{-1} \text{Sp}(\rho_0 \dots)$ — термодинамич. среднее для свободной (невозмущённой) системы. Вычисление Z существенно упрощается благодаря наличию для $\langle S(\beta) \rangle_0$ теоремы о разложении по т.-н. связанному среднему (кумулянтам), приводящей к $\langle S(\beta) \rangle_0 = \exp(-c\beta)$, где c — индекс связности. Тогда, логарифмируя (2), находим, что искомого добавка F_1 к свободной энергии F_0 невозмущённой системы имеет вид:

$$F_1 = F - F_0 = - \frac{1}{\beta} (\ln Z - \ln Z_0) = - \frac{1}{\beta} \langle S(\beta) \rangle_0, \quad (3)$$

Эфф. вычисление связанных средних в каждом порядке разложения (1) для $S(\beta)$ (а также частичное суммирование х.-л. подпоследовательностей членов этого разложения) проводится, как нравилось, с использованием графич. техник., вполне аналогичной технике *Фейнмана диаграмм*, где вместо ирричных ф-ций Грина, характерных для квантовой теории поля, применяются т. н. маубаровские ф-ции Грина (см. *Грина функция* в статистич. физике). В рамках Т. т. в. имеет место теорема (Уорд и Латтинджер [2]) о стационарности (точнее, минимальности) функционала свободной энергии F по отношению к вариациям полной ф-ции Грина или массового оператора; частный случай этой теоремы, соответствующий обобщенному *среднего поля приближению*, эквивалентен т. н. статистическому вариационному принципу (Н. Н. Боголюбова (1956), согласно которому $F \leq \min \{F_0 + \langle \mathcal{H}_1 \rangle_0\}$). Согласно этой теореме, для F_1 может быть получено формальное замкнутое выражение в виде т. н. интеграла но константе связи (см., напр., [4, 7]), через полную электронную ф-цию Грина G_X и соответствующий массовый оператор M_X или через полную фоиоуну ф-цию Грина D_X и соответствующий поляризац. оператор Π_X след. вида (в символич. записи):

$$F_1 = \int_0^1 (d\lambda'/\lambda') G_X M_X \quad \text{или} \quad F_1 = \int_0^1 (d\lambda'/\lambda') D_X \Pi_X.$$

Практич. вычисление слагаемых, входящих в осн. ф-лы Т. т. в. (1) и (3), основано обычно на записи гамилтониана взаимодействия H_1 в представлении вторичного квантования с помощью ферми-, бозе-или паули-операторов. Соответственно при вычислениях средних в (3) и (1) используются температурное обобщение *Вика теоремы* о снравняниях, доказанное К. Блохом и Де Доминисом [3] для ферми- и бозе-операторов и С. В. Тябликовым и В. А. Москаленко [5] — для паули-операторов. Построение Т. т. в. для классич. физ. систем существенно упрощается по сравнению с квантовыми благодаря тому, что для коммутирющих в этом случае при любых значениях β , суммируемых $\mathcal{H}_1(\beta)$, величина $S(\beta)$ превращается из хронологич. Р-экзоненты в обычную, для к-рой кумулянт $F_1^{(0)}$ любого порядка вычисляется значительно проще; напр., в первом порядке но взаимодействию $F_1^{(1)} = \lambda \langle \mathcal{H}_1 \rangle_0$, а во втором $F_1^{(2)} = (-\lambda^2 \beta^2 / 2) \langle (\mathcal{H}_1)_0^2 \rangle_0$. Существует обобщение Т. т. в. на случай возмущений \mathcal{H}_1 , явно зависящих от времени t (напр., при вычислениях ф-ции линейной реакции системы на такое возмущение, а также кинетич. коэффициентов, согласно *Грина — Кубо формулам*). В этом случае при построении аналога S-матрицы для неравновесного статистич. оператора используются как минимое, так и обычное время, так что соответствующая диаграммная техника значительно усложняется (см., напр., Л. Кадаиов, Г. Бейм [6]).

Примеры применения Т. т. в. для разл. типов физ. систем (напр., для идеальных газов низкой плотности с короткодействием — т. н. газовой приближ. еписи или для системы частиц с дальнейдействующим кулоновским взаимодействием — т. н. плазменное нрближение) но подробно рассмотрены в монографии [7] (см. также в ст. *Вирбальное разложение*, *Майера диаграммы* в статистич. физике). Т. т. в. широко используется также для анализа физ. свойств систем, описываемых *спиновым гамилтонианом*, выше критич. точки фазового нрехода; напр., для сильно магнитных систем [8] строятся т. н. высокотемпературные разложения для намагнитченности, восприимчивости и т. п., к-рые затем анализируются методом *Паде аппроксимации* с целью нахождения *критических показателей*.

Лит.: 1) Matsubara T., A new approach to quantum-statistical mechanics, *Progr. Theoret. Phys.*, 1955, v. 14, p. 351; 2) Luttinger J. M., Ward J. C., Ground-state energy of the many-fermion system, *Phys. Rev.*, 1960, v. 118, p. 1417; 3) Bloch C., De Dominicis C., Un développement du potentiel de Gibbs nombre de porteurs, *Nucl. Phys.*, 1958, v. 7, p. 459; 4) Bonch-Bruyevich V. Л., Тябликов С. В., Метод ф-ции Грина в статистической механике, М., 1961, § 12; 5) Тябликов С. В., Москаленко В. А., Теорема о статис-

тических средних для паули-операторов, *ДАН СССР*, 1964, т. 158, с. 839; 6) Кадаиов Л. Бейм Г., *Квантовая статистическая механика*, пер. с англ., М., 1964; 7) Абрикосов А. А., Горькова Л. П., Дзялошинский И. Е., *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, М., 1962; 8) Тябликов С. В., *Методы квантовой теории магнетизма*, 2 изд., М., 1975. Ю. Г. Рудой

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ — см. *Параметры состояния*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕЦИАЛЫ — ф-ции объема, температуры, давления, плотности и др. параметров макроскопич. термодинамич. системы. К Т. п. относятся внутр. энергия, энтропия, энергия Гельмгольца (свободная энергия), энергия Гиббса и т. д. Подробнее см. *Потенциалы термодинамические*, *Термодинамика*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ — см. *Степени свободы*, *Гиббса правило*, *фаз*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ — предел отношения экстенсивных термодинамич. величин к числу частиц N (или объему V), когда N стремится к бесконечности при фиксированном уд. объеме $v = V/N$. Напр., для свободной энергии (*Гельмгольца энергии*) $F(T, V, N)$ Т. п.

$$\lim_{N \rightarrow \infty, V \rightarrow \infty, V/N = \text{const}} f(T, V, N)/N = f(T, v).$$

где T — темп-ра, $f(T, v)$ — свободная энергия на одну частицу. Установление Т. п. в системе взаимодействующих частиц доказано Л. Ван Ховом (L. Van Hove, 1949) для *канонического распределения Гиббса* и Ч. Янгом и Т. Ли (C. N. Yang, T. D. Lee, 1952) — для *большого канонического распределения Гиббса*.

Лит.: Рудой Ю. Г., *Статистическая механика*. Строгие результаты, пер. с англ., М., 1971, гл. 3.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ — см. *Равновесие термодинамическое*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ — равновесное макроскопич. состояние *термодинамической системы*, к-рое фиксируется заданием параметров состояния, представляющих собой измеремые макроскопич. приборыми ср. величины определ. набора характеристик системы. Конкретный выбор этих параметров неоднозначен и определяется тем, каким способом рассматриваемая равновесная система выделяется из среды окружающих ее тел и др. систем (т. е. видом контакта системы и окружения). Обычно используются один из четырех вариантов такого выбора: 1) адиабатически изолированная система (система выделена стенками, не допускающими через себя потоки энергии и частиц) — фиксируются энергия системы Θ , объем V , число частиц N и выпн. поля X ; 2) система в термостате (система выделена с помощью теплопроводящих стенок и находится в равновесии с др. термодинамич. системой, выполняющей роль термостата или термостата) — фиксируются темп-ра T или $\Theta = kT$ (энергия Θ уже не фиксируется точно), а также V, N, X ; 3) система выделена воображаемыми стенками (величины Θ и N точно не фиксированы) — в качестве параметров состояния используются Θ, V, X и хим. потенциал μ ; 4) вариант 2, но с подвижной стенкой (система «под поршнем», выполняющую роль мембраны маюмоста, объем V уже точно не фиксирован) — параметрами состояния являются Θ , давление P, N и X . В термодинамич. пределе, $N \rightarrow \infty, V/N = \text{const}$, все четыре варианта оказываются эквивалентными, т. к. различия в граничных условиях нроявляются как негарантированные малые поправки.

При выборе параметров в варианте 1 *потенциалом термодинамическим*, содержащим в себе всю информацию о равновесных свойствах системы, является *энтропия* $S = S(\Theta, V, N, X)$, в варианте 2 — свободная энергия (*Гельмгольца энергия*) $F = \Theta - \Theta S/k = F(\Theta, V, N, X)$, в варианте 3 — введенный Гиббсом потенциал $\Omega = F - \mu N = \Omega(\Theta, V, X, \mu)$ и в варианте 4 — *Гиббса энергия* (потенциал Гиббса) $G = F + PV = G(\Theta, P, N, X)$. Если зафиксировать условие 1, то энтропия при стремлении системы к равновесному состоянию достигает своего макс. значения, при фиксир. условиях 2, 3, 4 соответственно потен-

алы F, Ω, G стремятся к своим мин. значениям. Т. о., единственное и устойчивое состояние *равновесия термодинамического*, характеризующее не только внеш. условиями, но и значениями всех др. макроскопич. параметров, определяется как решение вариационной задачи, соответствующей выбору одного из вариантов 1—4 в случае 1—(8.5) $_{\text{внеш}}=0$, $(\delta^2 S)_{\text{внеш}} < 0$, в случае 2 — $(\delta F)_{\text{внеш}}=0$, $(\delta^2 F)_{\text{внеш}} > 0$ и т. д. Вариации термодинамич. потенциалов производятся по тем параметрам системы, к-рые при указанных фиксир. условиях могут принимать неравновесные значения.

Состояния неравновесных статистич. систем фиксируются по-разному в зависимости от этапов их эволюции. Напр., для классич. несвободного газа в нач. период времени, меньший или порядка времени взаимодействия отдельных частиц друг с другом, микроскопич. состояние системы определяется как в миксанж—заданием импульсов и координат всех N частиц. Затем состояние хаотизируется, индивидуальность частиц утрачивается и система вступает в кинетич. фазу эволюции, описываемую кинетич. ф-циями распределения и кинетич. ур-ниями (см. *Кинетическая теория газов*). По истечении времени $t \sim \tau_{\text{ср}}$ (т.е. ср. время свободного пробега) в областях системы, имеющих локальный размер $\sim l$ (l —ср. длина свободного пробега), возникает *локальное термодинамическое равновесие*. Темп-ра $\Theta(l, r)$, плотность $n(l, r)$ и др. определяемые им термодинамич. характеристики являются локальными и зависят от времени t и пространственной координаты r . На этом этапе эволюции системы описываются ур-ниями гидродинамич. типа с учётом неоднородностей темп-ры, плотности и конкретных граничных условий (*Нанье—Стюкса уравнения*, ур-ния теплопроводности, диффузии и др.), а состояние—как «карта» релаксирующих значений локальных термодинамич. характеристик. Лишь по истечении общего времени релаксации в системе прекращаются потоки, устанавливаются равновесные значения темп-ры (одинаковые для всех r), плотности, давления и т. д. (при наличии внеш. источ. поля эти величины неоднородны и зависят от r), утрачивается роль граничных условий, *кинетических коэффициентов* и т. д. При этом поведение системы описывается методами равновесной термодинамики, состояние фиксируется условиями 1—4, а сама система конкретизируется с помощью макроскопич. ур-ний состояния или соответствующим термодинамич. потенциалом.

Лит. Квасников И. А., Термодинамика и статистическая физика. Теория неравновесных систем. М., 1987; его же, Термодинамика и статистическая физика. Теория равновесных систем. М., 1991.

И. А. Квасников

ТЕРМОДИФУЗИЯ—перенос компонент газовой смеси или растворов при наличии в них градиента темп-ры. Если разность темп-ры поддается воздействию, то вследствие T в объёме смеси возникает градиент концентрации, что вызывает и обычную диффузию. В стационарных условиях при отсутствии потока вещества T уравнивается обычной диффузией и в объёме возникает разность концентраций, к-рая может быть использована, напр., для разделения изотопов. Т. в реакторах наз. эффектом Сорэ—по имени швейц. химика Ш. Сорэ (Ch. Soré), впервые в 1879—81 исследовавшего Т.

В бинарной смеси при пост. давлении и отсутствии внеш. сил полный диффуз. поток вещества равен

$$j_1 = -nD_{12} \text{grad } c_1 - n(D_1/T) \text{grad } T,$$

где D_{12} —коэф. диффузии, D_1 —коэф. Т, n —число частиц смеси в единице объёма, $c_1 = n_1/n$ —концентрация частиц i -го компонента ($i=1, 2$). Распределение концентрации в стационарном состоянии может быть найдено из условия $j_1 = 0$, откуда

$$\text{grad } c_1 = (-k_1/T) \text{grad } T,$$

где $k_1 = D_1/D_{12}$ —термодиффуз. отношение, пропорц. произведению концентраций компонент.

Коэф. Т. сильно зависит от межмолекулярного взаимодействия, поэтому его изучение позволяет исследовать силы межмолекулярного взаимодействия в газах.

Процесс, обратный Т., наз. *Диффура эффект*.

Лит. Грю К. Э., Иббс Т. Л., Термическая диффузия в газах, пер. с англ., М., 1956, см. также лит. при ст. Диффузия, Термодинамика неравновесных процессов.

Д. Н. Зубарев

ТЕРМОИЗОЛЯЦИЯ МАГНИТНАЯ—радикальное снижение теплопереноса высокотемпературной разряженной плазмы при помешении её в сильное магн. поле. Т. м. была предложена в 1950 А. Д. Сахаровым и И. Е. Таммом для осуществления непрерывной реакции синтеза лёгких ядер (изотопов водорода) в магн. термоядерном реакторе. Принцип Т. м. используется во всех магнитных ловушках для осуществления управляемого термоядерного синтеза (УТС).

В основе Т. м. лежит ограничение движения составляющих плазму заряд. частиц (электронов и ионов) в направлении, перпендичном к магн. полю B , за счёт силы Лоренца. В результате траектории частиц выглядят как спирали, обвивающие магн. силовые линии, и если бы частицы не испытывали столкновений (точнее, кулоновского взаимодействия между собой), то Т. м. в магн. ловушках была бы идеальной. Но при большой частоте столкновений ν , значит. превосходящей циклотронную частоту $\omega_B = eB/mc$ вращение частицы (с зарядом e и массой m) вокруг магн. силовой линии, когда ср. длина свободного пробега частицы $l = v/\nu$ (v —ср. тепловая скорость) много меньше ср. радиуса спирали $r_B \approx v/\omega_B$ (ларморовский радиус), магн. поле практически не влияет на траекторию частиц и Т. м. отсутствует. Т. м. становится эффективной при $l/r_B = \omega_B/\nu \gg 1$.

Согласно законам диффузии, коэф. температуропроводности $\chi = \Delta v$, а энергетич. время жизни плазмы τ , характеризующее темп. выноса энергии из плазмы за счёт диффуз. процессов, определяется ф-лой

$$\tau \approx a^2/\chi = v^{-1}(a/\Delta)^2,$$

где Δ —ср. смещение частицы в результате столкновений. В направлении, перпендичном магн. полю, ср. смещение $\Delta_1 = r_B = l/\omega_B$, тогда как в отсутствие магн. поля (или вдоль поля) $\Delta = l = v/\nu$. Таким образом, «классическое» время жизни плазмы, находящейся в магн. поле, в $(\omega_B/\nu)^2$ раз больше, чем без магн. поля. Это отношение для ионов деутерия составляет $\sim 10^9 B^2 T^3/n_{20}$ (магн. поле выражается в теслах, темп-ра— в кэВ, плотность ионов— в единицах 10^{20} м^{-3}). В условиях термоядерного реактора в этих единицах $B \gg 5$, $T \sim 10-30$, $n \sim 1$. Для электронов численный коэф. в ф-ле равен $\approx 4 \cdot 10^{12}$.

Реальный теплоперенос в магн. ловушках оказывается существенно выше классического по двум причинам. Во-первых, кривизна магн. силовых линий в магн. ловушках приводит к дрейфу зарядженных частиц. В результате дрейфа отклонение траекторий тех частиц, к-рые совершают многократные отражения от несбаланс. в магн. ловушках областей макс. напряжённости магн. поля (магн. пробок), оказывается значительно больше ларморовского радиуса, $\Delta \gg r_B$. Результатом «неоклассич.» коэф. температуропроводности и диффузии, зависящие от геометрии системы, строго рассчитываются в неоклассич. теории переноса (см. *Перенос процессов в плазме*).

Вторая и гл. причина ухудшения Т. м.—небалансис неустойчивости плазмы, к-рые в лучшем случае приводят к подстройке профилей темп-ры и плотности плазмы к устойчивым распределениям. Такой процесс самоорганизации плазмы сопровождается повышением темп. потерь частиц и энергии, тем более высоким, чем менее согласовано распределение источников выделения частиц и тепла в объёме плазмы с устойчивыми профилями плотности и темп-ры. Этот турбулентный процесс описывается полуэмпирич. коэф. теплопроводности и диффузии или глобальными зависимостями τ от параметров плазмы, магн. системы, мощности нагрева и т. н. Как показали многочисленные эксперим. исследования, путём подбора оптимальных условий можно добиться Т. м., достаточной для техн. реализации магн. термоядер. реактора. В. Д. Шаfranov.

ТЕРМОИОННАЯ ЭМИССИЯ — см. в ст. *Новая эмиссия*.

ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — *люминесценция*, возникающая при нагревании вещества, предварительно возбуждённого светом или жестким излучением. Наблюдается у *м. кристаллофосфоров*, минералов, нек-рых стёкол и органич. *люминофоров*. Механизм Т.—рекомбинационный. При нагревании люминофора электроны, захваченные ловушками, освобождаются и происходит излучат. рекомбинация их с ионизированными при возбуждении центрами люминесценции. Т. применяется при исследовании энергии спектра электронных ловушек в твёрдых телах, а также в минералогии для исследования центров люминесценции минералов, определения возраста пород и условий их образования.

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — эффекты переноса гендыты в проводнике с перепадом темп-ры, помещённом в магн. поле (подробнее см. *Термогальваномагнитные явления*).

ТЕРМОМЕТР (от греч. *thermē* — тепло и *metrōō* — измерять) — прибор для измерения *температуры*. Действие Т. основано на зависимости различных аддитивных физ. величин от темп-ры. При измерении Т. приводится в тепловое равновесие с объектом, темп-ра к-рого определяется. Бесконтактные высокотемпературные Т., основанные на измерении параметров оптич. излучения, наз. *пирометрами*.

В каждом типе Т. непосредственно измеряется определ. физ. величина, связанная с темп-рой известной зависимостью, к-рая наз. *температурной шкалой*. Если эта зависимость является следствием *второго начала термодинамики*, то такой Т. измеряет темп-ру по термодинамич. температурной шкале и Т. наз. *первичным*. Среди первичных Т. наиб. значение имеет *газовый Т.*, действие к-рого основано на *уравнении состояния* идеального газа; для одного моля газа оно имеет вид

$$pV = RT,$$

где *p* — давление газа, *V* — его объём, *T* — темп-ра, *R* — универсальная газовая постоянная. Газовый Т. — осн. прибор при построении *Международной практической температурной шкалы*. Обычно применяют газовый Т. пост. объёма (рис.), для к-рого $p_1/p_2 = T_1/T_2$. Этот Т. обеспечивает точность $2 \cdot 10^{-3}$ К в интервале темп-р от 2 до 400 К. Для учёта отклонений свойств реального газа (телий) от идеального измеряют темп-ру при нек. давлениях заполнения, а затем экстраполируют к *p* = 0 или применяют вириальное уравнение состояния:

$$pV = RT \left(1 + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \dots \right)$$

(*B*, *C* — вириальные коэф.). В точном газовом Т. учитывается наличие газа в трубке, соединяющей колбу с манометром (вредный объём), изменение объёма колбы с темп-рой, адсорбция газа и примесей в нём стенками колбы и перепад давлений на концах трубки, вызванный разностью темп-р колбы и манометра (термомолекулярное давление). Газовый Т. пост. объёма градуируется измерением давления *p*₁ в одной точке, темп-ра к-рой известна (обычно *T*₁ = 0 С).

Первичным Т., в к-ром также применяется газ, может служить акустический Т. Скорость звука *u*₀ в неограниченном пространстве, заполненном идеальным газом, связана с термодинамич. темп-рой ф.-лой

$$u_0 = \gamma \frac{RT}{M},$$

где γ — отношение теплоёмкости газа при пост. давлении к теплоёмкости при пост. объёме, *M* — молекулярная масса газа. Отличие свойств реального газа от идеального учитывается таким же способом, как и в газовом Т. В реальном акустич. Т. измеряется скорость звука в трубке акустич. *интерферометра*, учитываются вязкость газа, теплообмен, акустич. волны со стенками интерферометра

и акустич. *импеданс* излучателя. Найти влияние этих факторов с нужной точностью не удаётся, и акустич. Т. при низких темп-рах (2—20 К) имеет точность на порядок меньшую, чем газовый. Она может быть повышена в нек. раз при использовании сферич. акустич. *резонатора*.

Первичным может служить Т., основанный на измерении шумового напряжения на электрич. сопротивлении *Z*,

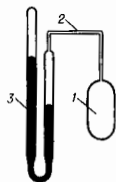


Схема простейшего газового термометра: 1 — баллон, заполненный газом; 2 — соединительная трубка; 3 — измеритель давления (манометр).

обусловленного тепловыми флуктуациями в нём. Ср. значение квадрата напряжения шумов \bar{v}^2 связано с темп-рой *Найквиста формулой*

$$\bar{v}^2 = 4kT\Delta f,$$

где Δf — полоса частот, в к-рой производится измерение напряжения. Точность шумового Т. обычно не превышает 0,1%, и его применяют при очень низких (ниже неск. К) или при высоких (св. 1000 К) темп-рах, а также в условиях высокого радиац. фона, когда происходит сравнительно быстрое разрушение любого Т. Акустич. и шумовой Т. не нуждаются в градуировке, т. к. кельвин входит в газовую постоянную *R* и в постоянную Больцмана *k*.

Для измерения темп-р ниже неск. К часто применяют первичный магнитный Т., основанный на *Кюри законе* для идеального парамагнетика. Магн. восприимчивость такого парамагнетика связана с темп-рой ф.-лой

$$\chi = \frac{C}{T}$$

(*C* — константа Кюри). При очень низких темп-рах, когда тепловые возбуждения не могут воспрепятствовать магн. упорядочению диполей, момент идеального парамагнетика неспринима. Ограничения для использования магн. Т. при высоких темп-рах связаны в осн. с быстрой падением его чувствительности ($\sim 1/T^2$). К числу наиб. употребительных парамагн. материалов относятся серий-магнетитовый нитрат (в интервале темп-р 0,006—3 К), а также медь и платина (при темп-рах 10^{-6} —0,1 К), в к-рых система диполей образована ядерными магн. моментами, к-рые на 3 порядка величины меньше, чем электронные магн. моменты.

В реальном магн. Т. применяется модифицированный закон Кюри:

$$\chi = A + \frac{B}{T + A + \delta/T},$$

он позволяет учесть взаимодействие магн. диполей (Δ , δ), наличие составляющей восприимчивости, не зависящей от темп-ры (*A*), а также геом. факторы аппаратуры (*A*, *B* и Δ). Для нахождения всех констант магн. Т. приходится градуировать при 4 известных темп-рах.

Первичные Т., как правило, сложны и непригодны для практич. измерений, где применяются вторичные Т., к-рые градуируют по показаниям первичных Т. К числу распространённых вторичных Т. относятся жидкостные Т., в к-рых используется различие в величинах теплового расширения жидкости и прозрачной оболочки, к-рую она заполняет. Положение мениска жидкости в капилляре, принимаюм к оболочке, определяется темп-рой, к-рая отсчитывается по делениям на шкале, расположенной вдоль капилляра. Для разных диапазонов жидкостные Т. заполняют нитаном (от —200 до 35 С), спиртом (от —80 до

80 °С), ртутью (от —35 до 600 °С). Оболочки изготавливают из спеч. сортов стекла и подвергают старению, а для точных и высокотемпературных Т.— из кварцевого стекла. Высокотемпературные ртутные Т. заливают азотом под давлением 1—20 атм.—для предотвращения перегонки ртути в свободный более холодный конец капилляра. При точных измерениях учитывается темп-ра ртути в капилляре, для чего ртутные Т. погружают в измеряемую среду целиком или до уровня жидкости в капилляре или вводят с поправкой на выступающий столбик ртути, темп-ра к-рого измеряется отд. Т. Точность лучших ртутных Т. при измерениях темп-р до 100 °С достигает неск. мК. Жидкостные Т. непригодны для автоматич. измерений и постепенно вытесняются электрическими.

Из электрических Т. наиб. распространены Т. сопротивления. Их действие основано на зависимости сопротивления чистых металлов от темп-ры. В металлах она обусловлена рассеянием электронов проводимости на тепловых колебаниях решетки и осн. дислина. При темп-рах ниже 20 К, где скрывается рассеяние электронов на дефектах структуры, и при высоких темп-рах, когда возникают доп. в. вакансии, зависимость сопротивления от темп-ры перестает быть линейной.

В металлах с ч.см Т. сопротивления чаще всего при меняются высокочистые платина, медь и никель. Чувствительный элемент металлич. Т. изготавливают из проволоки, укрепленной на изолирующем каркасе, или из металлич. пленки, нанесенной па подложку, и, как правило, помещают в защитный кожух. Для получения стабильных показаний проволока укладывается на каркас свободно, с тем чтобы избежать её деформаций вследствие различий теплового расширения проволоки и каркаса. Чувствительный элемент отжигается, и проволока становится очень мягкой. Для платиновых эталонных Т., воспроизводящих Международную температурную шкалу, применяется проволока, в к-рой примеси не обнаруживаются при спектроанализе, а отношение сопротивлений Т. при 100 °С и при 0 °С для таких Т. должно быть не менее 1,3925. Эталонные платиновые Т. имеют точность от 1 до 10 мК. В техн. металлич. Т. проволока закреплена жестко, что обеспечивает прочность прибора, но приводит к noticeable точности до 0,1—1 К.

При низких темп-рах (до 0,5 К) наиб. точны Т. из сплавов, содержащих небольшое (0,5%) кол-во манн. металла (напр., сплав родия с железом или сплав платины с кобальтом). Зависимость от темп-ры у этих Т. связана с доп. в. рассеянием электронов проводимости на манн. примесях, при к-ром спин электрона меняет направление (*Кондо эффект*), и с постепенным упорядочением ориентации магн. моментов примеси при понижении темп-ры. Такие Т. в области темп-р ниже 14 К обладают чувствительностью в сотни раз большей, чем платиновые. Стабильность их очень высока, поскольку прочность отожженной проволоки из таких сплавов гораздо выше, чем прочность платиновой проволоки.

Т., использующие температурную зависимость полупроводников, очень разнообразны и применяются при низких темп-рах. Часто используются Т. из германия, легированного сурьмой или мышьяком, с добавлением до 10% акценторной примеси. При этом ширина запрещенной зоны сужается до сотых долей эВ и при темп-рах ниже 100 К все примесные атомы ионизованы. При понижении темп-ры число ионизов. атомов и соответственно электронов в зоне проводимости экспоненциально уменьшается и при 10 К становится пренебрежимо малым. При более низких темп-рах проводимость полупроводника не связана со свободными электронами, она продолжает падать экспоненциально, но по иному закону. Чувствительность германиевых Т. очень высока, их сопротивление меняется на десятки процентов при изменении темп-ры на 1 К вблизи 20 К и на сотни процентов вблизи 2 К. Полупроводниковые Т. различаются по осн. вестуству, легированному материалу, их концентрации и способам легирования.

Широко распространены также Т. из углеродных материалов (для измерения темп-р от 0,01 до 10 К), термисторы

из оксидов магния, никеля и кобальта (для измерения ср. темп-р) и из оксидов редкоземельных элементов (для темп-р до 1000 К). Сопротивление этих Т. растёт с понижением темп-ры. Их проводимость обусловлена преодолением электронами энергии барьера на границах зёрен. Углеродные Т. чувствительны к присутствию адсорбированного на границах зёрен атм. кислорода, поэтому чувствительные элементы таких Т. термостатизируются.

Применяются также Т., основанные на температурной зависимости эдс термопар, электрич. ёмкости сегнетогэлектрика, падения напряжения на полупроводниковом диоде, резонансной частоты пьезокварца, давления плавления гелия-3 (от 1 мК до 0,5 К) и т. д. Т. различаются по условиям их применения: метеорологические, медицинские, глубоководные, инкубаторные и др.

Лит.: Температурные измерения. Справочник, 2 изд., К., 1989; Куниги Т., Температура, пер. с англ., М., 1985. Д. Н. Астрон.

ТЕРМОМЕТРИЯ—раздел физики и измерит. техники, посвященный методам и средствам измерения температуры. Одновременно Т.—раздел метрологии, в задачи к-рого входит обеспечение единства температурных измерений: установление температурных шкал, создание эталонов, разработка методов градуировки и поверки приборов для измерения темп-ры.

Темп-ра не может быть измерена непосредственно. Любой метод Т. связан с применением *температурной шкалы*, связывающей темп-ре с др. физ. свойством (объёмом, давлением, электрич. сопротивлением, эдс, потенциальностью оптического излучения и т. д.).

Единство температурных измерений основано на Международной температурной шкале 1990 (МТШ-90), воспроизводимой Гос. *эталонами* в диапазоне 0,8—1234 К. По Гос. эталону поверяют образцовые приборы, по к-рым градуируют рабочие *термометры*. Методы Т. обычно разделяют на две осн. группы: контактные методы (собственно Т.) и бесконтактные методы (Т. излучения, или нирометрия). При контактном методе прибор, измеряющий темп-ру объекта, должен находиться с ним в тепловом равновесии, т. е. иметь с ним одинаковую темп-ру. Методы достижения теплового равновесия и измерения термометрич. свойства сильно различаются в зависимости от диапазона темп-р, требуемой точности и условий измерения. Все приборы контактной Т. состоят из термометра и вторичного прибора—измерителя термометрич. свойства (манометра, потенциометра, измерит. мостов, логометра, милливольтметров и т. д.), никели к-рых часто градуированы в °С. Иногда под термином «термометр» понимают комплекс из собственно термометра и вторичного прибора.

Многочисл. методы контактной Т. обычно различаются по термометрич. свойству (газовая, акустическая, шумовая, магн. Т., Т. по сопротивлению и т. д.).

Лит. см. при ст. *Термометр*. Д. Н. Астрон. Д. И. Шаревский.

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ (эффект фонгариования)—явление в сверхтекучей жидкости разности давлений ΔP , обусловленной разностью темп-р ΔT (см. *Сверхтекучесть*). Т. э. впервые наблюдался Дж. Алленом и Х. Джонсом (J. F. Allen, H. Jones, 1938). Т. э. проявляется в различии уровня жидкости в двух сосудах, сообщающихся через узкую щель или капилляр и находящихся при разных темп-рах (рис., а). Другой наглядный способ демонстрации Т. э. заключается в нагреве излучением трубки, набитой мелким черным порошком и опущенной одним концом в сверхтекучий гелий. При освещении порошок быстро нагревается, и из-за возникающей разности давлений и в сосуде и вне его жидкий гелий фонтаном выбрасывается из верх. конца капилляра (рис., б). В рамках двухжидкостной модели сверхтекучего гелия Т. э. можно объяснить как выравнивание концентраций сверхтекучей компоненты, свободно протекающей через щель в направлении горячей части жидкости. В то же время поток нормальной компоненты в обратном направлении невозможен из-за действия сил вязкости (см. *Гелий жидкий*). Для разности давлений в Т. э. термодинамически получено со-

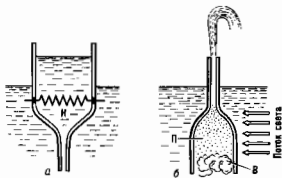


Рис. Термомеханический эффект: а — уровень жидкости в сосуде с нагревателем И выше, чем в сообщающемся с ним сосуде; б — фонтанирование жидкости при освещении и нагреве порошка П, находящегося в сосуде со сверхтекучим гелием (В — гироскопический вата).

отношение $\Delta P/\Delta T = \rho S$, где ρ — плотность, S — энтропия жидкого гелия.

Обратный эффект — охлаждение сверхтекучего гелия при продавливания его через узкие щели или капилляры — наз. *механокалорическим эффектом*.

Лит.: Тилли Д. Р., Тилли Дж. В., Сверхтекучесть и сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1977. И. П. Крылов.

ТЕРМОПАРА — датчик темп-ры, состоящий из двух соединенных между собой разнородных электропроводящих элементов (обычно из металлик, проводников, реже из полупроводников). Действие Т. основано на эффекте Зеебека (см. *Термоэлектрические явления*). Если контакты (обычно спай) проводящих элементов, образующих Т. (их часто наз. термоэлектродами), находятся при разных темп-рах, то в цепи Т. возникает эдс (*термоэдс*), величина к-рой однозначно определяется темп-рами горячего и холодного контактов и природой материалов, примененных в качестве термоэлементов.

Эдс Т. из металлик, проводников обычно лежит в пределах 5—60 мкВ/К. Эдс Т. из полупроводников может быть на порядки выше. Точность определения темп-ры с помощью Т. составляет, как правило, $\pm 0,1$ К.

Т. используются в самых разл. диапазонах темп-ры (от неск. К до примерно 2800 К). Применяются в устройствах для измерения темп-ры (см. *Термометрия*) и разл. автоматизир. системах управления и контроля. В сочетании с электротримит. приборами (милливольтметром, потенциометром и т. п.) Т. образует термоэлектрич. термометр.

Лит.: Сосновский А. Г., Столярова Н. И., Измерение температур, М., 1970.

ТЕРМОПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ — поляризация диэлектрика (высокоомного полупроводника) при его нагреве в пост. элетрич. поле. Т. э. проявляется в виде изменения тока во внеш. цепи нагреваемого диэлектрика. Ток обусловлен перераспределением подвижных носителей заряда (электронов и ионов) и (или) ориентацией полярных молекул. В основе Т. э. лежит активационная зависимость времени релаксации τ поляризации от темп-ры Т:

$$\tau = \tau_0 \exp(W/kT), \quad (1)$$

где W — энергия активации, τ_0 — множитель с размерностью времени, слабо зависящий от темп-ры Т. Зависимость (1) может быть обусловлена температурной зависимостью вязкости диэлектрика, наличием потенци. барьеров между двумя ориентациями полярных молекул, термич. освобождением связанных электронов или ионов и т. п. При комнатной темп-ре элетрич. поле не вызывает заметного изменения поляризации диэлектрика ввиду большого τ . При повышении темп-ры образна, обычно по линейному закону, $T = T_0 + \beta t$, поляризация быстро нарастает и достигает стационарного значения, определяемого напряженностью элетрич. поля E . Соответственно плотность тока поляризации в цепи образна

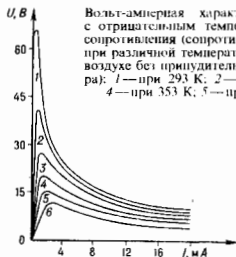
$$j = \frac{dP}{dt} = \beta \frac{dP}{dT} \quad (2)$$

проходит через максимум, положение к-рого на оси времени или темп-ры даёт информацию об энергии активации. Это лежит в основе метода т. н. термоактивационной спектроскопии.

Т. э. может быть обусловлен также накоплением объёмного заряда у блокирующего электрода или *Шоттки барьера* за счёт равновесной проводимости, имеющей активационную температурную зависимость. Разновидностью Т. э. является термостимулированная деполяризация, осуществляемая при нагреве ирреверсильно неоднородно поляризованного короткозамкнутого образца; измеремой величиной служит ток короткого замыкания во внеш. цепи.

Лит.: Гороховатский Ю. А., Бордовский Г. А., Термоактивационная газовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков, М., 1991. Э. М. Штеин.

ТЕРМОРЕЗИСТОР — полупроводниковый резистор, элетрич. сопротивление к-рого изменяется в зависимости от изменения темп-ры. Для Т. характерны большой температурный коэф. сопротивления (ТКС) (в десятки раз превышающий ТКС металлов), простота устройства, способность работать в разл. климатич. условиях при значит. механич. нагрузках, стабильность характеристик во времени. Т. изготавлиют в виде стержней, трубок, дисков, шайб, бусинок и тонких пластинок прим. металлами порошковой металлургии; их размеры могут варьировать в пределах от 1—10 мм до 1—2 см. Осн. параметр Т.: номинальное сопротивление, ТКС, интервал рабочих темп-р, максимально допустимая мощность рассеяния.



Вольт-амперная характеристика терморезистора с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (сопротивление 830 кОм при 293 К) при различной температуре окружающей среды (на воздухе без принудительного обдува терморезистора): 1 — при 293 К; 2 — при 313 К; 3 — при 333 К; 4 — при 353 К; 5 — при 373 К; 6 — при 393 К.

Различают Т. с отрицательным и положительным ТКС. Т. с отрицательным ТКС изготавливают из смеси полукристаллик. оксидов переходных металлов (напр., MnO, CoO, NiO, CuO), легированных Ge и Si, полупроводников типа A^{III}B^V, стеклообразных полупроводников и др. материалов (см. также *Полупроводниковые материалы*). Различают Т. низкотемпературные (рассчитанные на работу при темп-рах ниже 170 К), среднетемпературные (170—510 К) и высокотемпературные (св. 570 К). Кроме того, существуют Т. предназначенные для работы при 4,2 К и ниже и при 900—1300 К. Наиб. широко используются среднетемпературные Т. с ТКС от -2,4 до -8,4% K⁻¹ и с номинальным сопротивлением 1—10⁶ Ом.

Режим работы Т. зависит от того, на каком участке статистической вольт-амперной характеристики (ВАХ) выбрана рабочая точка (рис.). В свою очередь ВАХ зависит как от конструкции, размеров и осн. параметров Т., так и от темп-ры, теплопроводности окружающей среды, тепловой связи между Т. и средой. Т. с рабочей точкой на начальном (линейном) участке ВАХ используются для измерения и контроля темп-ры и компенсации температурных изменений параметров элетрич. цепей и элетрич. приборов. Т. с рабочей точкой на пиходящем участке

ВАХ (с отрицат. сопротивлением) применяются в качестве пусковых реле, реле времени, измерителей мощности эл.-магн. излучения на СВЧ, стабилизаторов темп-ры, напряжения и др. Режим работы Т. при к-ром рабочая точка находится также на ниспадающем участке ВАХ (при этом используется зависимость сопротивления Т. от темп-ры и теплопроводности окружающей среды), характерен для Т., применяемых в системах теплового контроля и пожарной сигнализации, регулирования уровня жидких и сыпучих сред; действие таких Т. основано на возникновении релейного эффекта в цепи с Т. при изменении темп-ры окружающей среды или условий теплообмена Т. со средой. Изготавливаются также Т. спец. конструкции — с косвенным подогревом. В таких Т. имеется подогревная обмотка, изолированная от полупроводникового релейного элемента (если при этом мощность, выделяющаяся в релейном элементе, мала, то тепловой режим Т. определяется темп-рой подогревателя, т. е. током в нём). Т. о. появляется возможность изменять состояние Т., не меняя ток через него. Такой Т. используются в качестве перем. резистора, управляемого электрически на расстоянии.

Из Т. с положительным ТКС наиб. интерес представляют Т., изготовленные из твёрдых растворов на основе ВаТЮ₃. Такие Т. обычно наз. позисторами. Известны Т. с небольшим положительным ТКС (0,5—0,7% К⁻¹), выполненные на основе Si с электронной проводимостью; их сопротивление изменяется с темп-рой примерно по линейному закону. Такие Т. используются, напр., для температурной стабилизации электронных устройств на *транзисторах*.

Лит.: Шефтель И. Т. Терморезисторы. М., 1973; Кривоносов А. И., Кауфман В. Я. Статистические характеристики полукристаллических терморезисторов. М., 1976; Мэджли Э. Д. Терморезисторы, пер. с англ., М., 1983.

И. Т. Шефтель.

ТЕРМОСТАТИКА — то же, что и *термодинамика* равновесных (квазистатич.) процессов. Термин «Т.» введён И. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals), но не получил распространения.

Лит.: Ван-дер-Ваальс Я. Д., Констанам Ф., Курс термостатики, пер. с нем., ч. 1—2, М., 1936.

ТЕРМОСФЕРА — слой *атмосферы*, расположенный над мезосферой. Ниж. граница Т. — мезопауза (см. *Мезосфера*) — находится на высоте $z = 80\text{—}90$ км, а верхняя — на $z \geq 500$ км, т. е. там, где начинается усложнение наиб. лёгких частиц (атомов водорода и гелия) в космос (см. *Экзосфера*). Темп-ра в Т. быстро растёт с высотой и достигает на $z = 200\text{—}300$ км $500\text{—}2500$ К. Выше темп-ра мало изменяется с высотой. С ростом солнечной активности темп-ра и её вертикальные градиенты увеличиваются. Плотность воздуха в Т. уменьшается от $1,8 \cdot 10^{-8}$ г/см³ на $z = 80$ км до $1,8 \cdot 10^{-15}$ г/см³ на $z = 500$ км.

Выше $100\text{—}110$ км под действием УФ-излучения Солнца с длинами волн $\lambda < 242$ нм ($h\nu > 5,11$ эВ) диссоциирует молекулярный кислород (O₂). При $z > 150\text{—}200$ км атомарный кислород (O) преобладает. Для разбивания на атомы молекул азота (N₂) нужна энергия $> 9,76$ эВ. Поэтому образование атомарного азота (N) идёт гораздо медленнее, чем O. Заметное кол-во N наблюдается лишь выше 300 км. При этом и в верх. Т. сохраняется высокая концентрация N₂. Диссоциация O₂, N₂ и др. молекул сопровождается уменьшением ср. молекулярной массы воздуха под действием гравитат. разделения газов. Вследствие увеличения с высотой относит. кол-ва лёгких газов (O, He, H) она уменьшается от прибл. 29 на уровне мезопаузы до 14—15 у верхней границы Т. Под действием УФ-излучения в Т. возникают ионы O⁺, O₂⁺, NO⁺, N₂⁺, а также свободные электроны. Поглощение в Т. энергии космич. лучей и солнечных частиц — протонов и электронов — также приводит к ионизации и диссоциации частиц воздуха. Благодаря сильной ионизации Т. составляет б. ч. *ионосферы*. На движение воздуха в ней влияют магнитодинамич. силы. Вблизи геомагн. полюсов в верх. части Т. под действием бомбардировки воздуха высокоэнергичными протонами и электронами возникают по-

лярные сияния. В ниж. части Т. зажигаются и сгорают метеоры.

Осн. источником тепла в Т. служит переход энергии УФ-излучения, потраченной на диссоциацию и ионизацию, в тепло при двойных и тройных столкновениях, а также при тушении возбуждённых атомов кислорода при столкновениях с др. частицами. Тепло выделяется также при диссипации в Т. акустич. и гравитат. волн, а также энергии проникающих внутрь нбл. солнечных и космич. частиц. Молекулы и атомы кислорода не могут излучать больших количеств ИК-радиации, а сильноизлучающих газов CO₂ и H₂O в б. ч. Т. нет. Лишь в самой ниж. части Т. некую роль играет охлаждение воздуха, порождаемое ИК-излучением трёхатомных газов: O₃, H₂O и CO₂. В целом охлаждение Т. происходит в осн. за счёт теплопроводности, создающей поток тепла в более холодную мезосферу. Темп-ра, плотность, циркуляция воздуха и др. параметры Т. подвержены заметным суточным и сезонным колебаниям. Они зависят от колебаний интенсивности приходящей солнечной радиации, корпускулярного излучения, а также от развития гравитат. и акустич. волн, возникающих как в нижележащих атм. слоях, так и в самой Т. Дневное нагревание сопровождается расширением Т., подчас превосходящим 100 км, а ночное охлаждение — её оседанием. Чем больше активность Солнца, тем больше и временная и пространственная изменчивость темп-ры, плотности и др. характеристик Т.

Лит.: Хргиан А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., т. 1, Л., 1978; Крейг Р. А., Метеорология и физика верхней атмосферы, пер. с англ., Л., 1970; Атмосфера. Справочник, Л., 1991.

С. М. Шмустер.

ТЕРМОУПРУГОСТЬ — раздел механики деформируемого твёрдого тела, где изучаются зависимости между напряжениями, деформациями и темп-рой и разрабатываются методы расчёта температурных напряжений и деформаций, к-рые существенны для рационального проектирования машин и конструкций, работающих в сложных температурных режимах.

В пределах сохранения упругости материала компоненты тензора напряжений (см. *Напряжение механическое*), тензора деформации (см. *Деформация механическая*) и темп-ра связаны линейными соотношениями:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \lambda\theta + 2\mu\epsilon_{11} - (3\lambda + 2\mu)\alpha T, \\ &\quad \sigma_{12} = 2\mu\epsilon_{12}, \\ \sigma_{22} &= \lambda\theta + 2\mu\epsilon_{22} - (3\lambda + 2\mu)\alpha T, \\ &\quad \sigma_{23} = 2\mu\epsilon_{23}, \\ \sigma_{33} &= \lambda\theta + 2\mu\epsilon_{33} - (3\lambda + 2\mu)\alpha T, \\ &\quad \sigma_{31} = 2\mu\epsilon_{31}, \\ &\quad (\theta = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}). \end{aligned} \quad (*)$$

где λ и μ — постоянные Ламе (см. *Модуль упругости*), α — температурный коэф. линейного расширения, T — температура текущим значением темп-ры и темп-рой неравновесного состояния. С использованием соотношений (*) матем. задачи Т. формулируются аналогично задачам *упругости теории*.

Лит.: Лейбензон Л. С., Курс теории упругости, 2 изд., М. — Л., 1947; Боли Б., Уэйлер Дж., Теория температурных напряжений, пер. с англ., М., 1964.

В. С. Лейский.

ТЕРМОЭДС — электродвижущая сила U, возникающая в электрич. цепи, состоящей из неск. разнородных проводников, контакты между к-рыми имеют разл. темп-ры (*Зеебека эффект*). Если электрич. цепь состоит из двух разл. проводников, она наз. термоэлементом или *термопарой*. Величина Т. зависит только от темп-р горячего T₁ и холодного T₂ контактов и от материалов проводников. В небольшом интервале темп-р (0—100 °С) $U = \alpha(T_1 - T_2)$. Коэф. α , патаемый коэф. Зеебека или термоэлектрич. способность пары, термосилы, коэф. Т., удельной Т., зависят от материала проводников и интервала темп-р (табл.).

Цифры, приведённые в табл., условны, т. к. Т. чувствительна к микроскопич. кол-вам примесей, к ориентации кристаллич. зёрен. Т. может возникнуть в цепи, состоящей

Значения α для некоторых металлов и сплавов по отношению к Рб

Материал	α , мкВ/К	Материал	α , мкВ/К
Sb	+43	Hg	-4,4
Fe	+15	Pb	-4,4
Mo	+7,6	Na	-6,5
Cd	+4,6	Pd	-8,9
W	+3,6	K	+13,8
Cu	+3,2	Ni	-20,8
Zn	+3,1	Bi	-68,0
Au	+2,9	Хромель	+24
Ag	+2,0	Нихром	+18
Pb	0,0	Платиновый	+2
Sn	-0,2	Алюмель	-17,3
Mg	-0,0	Константан	-38
Al	-0,4	Копель	-38

Примечание. Знак «+» указывает, что ток течёт от Рб к данному металлу через более нагретый спай, а знак «-» — через холодный спай.

и из одного материала, если его разные участки подвергались разл. техол. операциям. Она не меняется при последоват. включении в цепь любого кол-ва др. материалов, если появляющиеся при этом дополнит. места контактов поддерживают при одной и той же темп-ре.

Если вдоль проводника существует градиент темп-ры, то электроны на горячем конце приобретают более высокие энергии и скорости. В полупроводниках, кроме того, концентрация электронов растёт с темп-рой. В результате возникает поток электронов от горячего конца к холодному, на холодном конце накапливается отрицат. заряд, а на горячем остаётся нескомпенсир. положит. заряд. Накопление заряда продолжается до тех пор, пока возникшая разность потенциалов не вызовет равной обратный поток электронов. Алгебраич. сумма таких разностей потенциалов в цепи создаёт одну из составляющих T , к-рую наз. объёмной. Другие составляющие T связаны с температурной зависимостью контактной разности потенциалов и с эффектом увеличения электронов фононами. T , к. число фононов, движущихся от горячего конца к холодному, больше, чем число электронов, движущихся навстречу, то в результате увеличения ими электронов на холодном конце накапливается отрицат. заряд. Эта составляющая T , называемая T увлечения ия, при низких темп-рах может быть в десятки и сотни раз больше других. В магнетиках играет роль также увлечение электронов магнотонами.

T металлов очень мала, сравнительно больше T в полуметаллах и их сплавах, а также в нек-рых переходных металлах и их сплавах (напр., в сплавах Рб—Аг T достигает 86 мкВ/К). T в этих сплавах велика из-за того, что ср. энергия электронов в потоке сильно отличается от энергии Ферми. Иногда быстрые электроны обладают меньшим коэф. диффузии, чем медленные, и T меняет знак. Величина и знак T зависит также от формы ферми-поверхности, разл. участки к-рой могут давать в T вклады противоположного знака. Знак T металлов иногда меняется на противоположный при низких темп-рах. В полупроводниках n -типа на холодном контакте скапливаются дырки, а на горячем остаётся нескомпенсир. отрицат. заряд (если аномальный механизм рассеяния носителей заряда или эффект увлечения не приводит к перемене знака T). В термозементах, состоящих из полупроводников p - и n -типов, T складываются. В полупроводнике со смешанной проводимостью к холодному контакту диффундируют и электроны и дырки и их заряды взаимно компенсируются. Если концентрация и подвижности электронов и дырок равны, то T равна нулю.

Лит. см. при ст. Зеебека эффект.

Л. С. Стильбанс.

ТЕРМОЭДС ОСЦИЛЛЯЦИИ — осцилляции коэф. термоэдс как ф-ция магн. поля (I/H) в вырожденных полупроводниках при низких темп-рах и квантовых магн. полях.

В магн. полях движение носителей заряда в плоскости, перпендикулярной H , квантуется и спектр носителей распадается на ряд подзон Ландау, раздельных энергетич. интервалом $\hbar\omega_c$, где $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота (для изотропного параболич. закона дисперсии носителей), m — эффективная масса, e — заряд носителей. Плотность состояний (суммированная по всем подзонам) как ф-ция энергии ϵ носителей носит резко пемонотонный характер, осциллируя при изменении поля H с периодом $\hbar\omega_c$ и обращаясь в бесконечность у дна каждой подзоны (на уровне Ландау). При изменении магн. поля уровни Ландау перемещаются относительно уровня Ферми ϵ_F , к-рый последовательно перескачет разл. уровни Ландау, вызывая осцилляции величин, зависящих от плотности состояний вблизи уровня Ферми, в т. ч. термоэдс. Для наблюдения T о, необходимо, чтобы тепловое размытие уровня Ферми и размытие энергетич. спектра за счёт столкновений было меньше расстояния между уровнями Ландау: $\hbar\omega_c > kT$, $\hbar\omega_c > \hbar\tau^{-1}$ (— время релаксации энергии), а хим. потенциал (уровень Ферми) был достаточно велик: $\epsilon_F \gg 3\hbar\omega_c/2$.

Если H направлено вдоль оси z , электрич. поле E и градиент темп-ры ∇T — вдоль оси x , то в сильном магн. поле компонента тензора термоэдс $\alpha_{xx}(H)$ определяется ф-лой

$$\alpha_{xx} = s/en,$$

где s — плотность энтропии носителей заряда, k -рая в квантующем магн. поле зависит от H ; n — концентрация носителей заряда. В вырожденных полупроводниках энтропия s непосредственно связана с осциллирующей плотностью состояний вблизи уровня Ферми ϵ_F .

T о используется в физ. исследованиях для измерения эфф. массы носителей заряда, параметров сложной зонной структуры и g -факторов. Присутствие T о, перед Шубникова — де Хааза эффектом состоит в том, что коэф. термоэдс значительно слабее, чем электропрогнование, зависит от качества образца (неоднородностей вещества, микротрещин и т. п.).

Лит.: Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Зеебек К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Аскеров Б. М., Электронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985.

Ю. И. Ривич.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ — совокупность явлений, связанных с потоками носителей заряда, вызванных градиентом темп-ры ∇T и переносом тепла электрич. током I . К T , I относят возникновение в замкнутой электрич. цепи, составленной из разных проводников, термоэдс в условиях, когда места контактов поддерживаются при разных темп-рах (Зеебека эффект). В небольшом интервале темп-р термоэдс T можно считать пропорциональной разности темп-р с коэф. пропорциональности α (коэф. термоэдс, уд. термоэдс): $T = \alpha(T_1 - T_2)$. Коэф. α определяется материалами проводников; он зависит также от темп-ры.

Другое T , I — выделение (или поглощение) тепла (в зависимости от направления тока) в местах контактов разнородных проводников. Кол-во тепла Q пропорционально кол-ву электрич. тока I , прошедшему через контакт: $Q = \pi I$, где I — сила тока, t — время, π — коэф. Пельтье (см. Пельтье эффект).

Как T , I рассматривается также выделение (или поглощение) тепла в объёме проводника при протекании тока I (в дополнение к теплоте Джоуля), если вдоль проводника существует перепад темп-р: $Q = \tau(T_1 - T_2)I$, где T_1 , T_2 — темп-ры на концах проводника, τ — коэф. Томсона. Томсон вывел термодинамич. соотношения между π , α , τ : $\pi = \alpha T$, $\tau = T\alpha/\partial T$ (см. Томсона эффект).

Классификация T , I может быть осуществлена на основе феноменологич. теории переноса явлений. В однородной среде имеют место соотношения

$$J_i = \sum_{k=1}^3 \sigma_{ik} E_k - \sum_{m=1}^3 \sum_{l=1}^3 \sigma_{im} \alpha_{ml} \frac{\partial T}{\partial x_l},$$

$$q_i = \sum_{k=1}^3 \pi_k \lambda_k - \sum_{k=1}^3 \kappa_k \frac{\partial T}{\partial x_k}$$

где $j_k, q_k, \partial T / \partial x_k, E_k$ — компоненты векторов плотности тока, плотности потока тепла, град. темп-ры и обобщённого электрич. поля ($E' = E + \nabla \mu / e$, где μ — хим. потенциал для носителей заряда); $\sigma_k, \alpha_k, \pi_k, \kappa_k, \chi_k$ — компоненты тензоров электропроводности, термоэд. Пельтье, теплопроводности. При $j=0$ и $\nabla T=0$ имеет место эффект Зеебека $E_Z = \sum \alpha_k \partial T / \partial x_k$. При $\nabla T=0, q_i = \sum \pi_k j_k$ — эффект Пельтье.

Большинство полупроводников в отсутствие магн. поля термоэлектрически изотропны, т. е. тензоры σ_k и др. — скалярные величины. Для них эффекты Пельтье и Зеебека можно наблюдать только в эл.чрч. цепях, составленных из разнородных материалов.

В термоэлектрически анизотропных материалах (напр., В₂ZnS) можно наблюдать поперечные эффекты Зеебека и Пельтье, если направления приложенного градиента темп-ры или тока j совпадают с л. о. осями тензоров α_k, π_k, χ_k . В прямоугольной пластинке размерами l_x, l_y, l_z возникает разность потенциалов между боковыми гранями $U_y = \alpha_y \Delta T / l_x$ или поперечный перпад темп-ры $\Delta T_y = \pi_y j_x / \sigma_y$. Изменения тензоров α_k и π_k в магн. поле приводят к продольным и поперечным термогальваномагнитным явлениям.

Т. я. лежат в основе разл. техн. устройств. Термоэлементы применяются для непосредств. превращения тепловой энергии в электрическую, а также для «перекачки» тепла и холода». Согласно теории Иоффе, эффективность термогенерирующего и охлаждающего термоэлементов определяется параметром

$$Z = \left[\frac{|\alpha_p| + |\alpha_n|}{(\kappa_p \sigma_p)^{1/2} + (\kappa_n \sigma_n)^{1/2}} \right]^2$$

где индексы n и p относятся соответственно к ветвям с электронной и дырочной проводимостью. Если $\kappa_n \approx \kappa_p$ и $\sigma_n = \sigma_p$, то $Z = \alpha^2 / \lambda$. Для диэлектриков и для металлов Z мало, а достигает макс. значения в негиром. полупроводниках с концентрацией носителей $n \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Лит.: А. Сельман А. И., Введение в теорию полупроводников, 2-й изд., М., 1978; Зеерг К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Аскеров Б. И., Электронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985.

З. М. Дашевский.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР — устройство для непосредств. преобразования тепловой энергии в электрическую на основе *Зеебека эффекта*. В состав Т. г. входят термобатарея, набранные из полупроводниковых термоэлементов, соединённых последовательно или параллельно. Идея использования полупроводниковых термоэлементов вместо металлич. термопар принадлежит А. Ф. Иоффе (СССР).

Различают Т. г. низко-, средне- и высокотемпературные (диапазоны темп-р 20—300, 300—600, 600—1000 °С соответственно); в качестве материалов термоэлементов применяются твёрдые растворы на основе халькогенидов элементов V группы, IV группы периодич. системы элементов и твёрдые растворы Si—Ge (см. *Полупроводниковые материалы*). По типу используемого источника тепла Т. г. делятся на изотопные (наиб. распространены), солнечные, на органическом и жидком топливе и др. (см. также *Солнечная батарея*). Условия работы Т. г. при повыш. темп-рах требуют применения противокоррозийной и антисублимацион. защиты термоэлементов, введения прослоек, снижающих хим. взаимодействие полупроводниковых материалов с коммутац. переключателями и согласующих их по термич. расширению. Наличие шунтирующей тепловой поток покрытий, создающих доп. термич. сопротивление, приводит к снижению кпд преобразования энергии, к-рый для лучших Т. г. достигает 15%. Мощность разл. Т. г. от неск. мкВт до неск. сотен кВт.

Осн. преимуществ Т. г. (по сравнению, напр., с турбогенератором) — отсутствие движущихся частей, высокая надёжность, большой срок службы (до 25 лет), способ-

ность работать в широком диапазоне темп-р, автономность. Т. г. применяют в качестве осн. и вспомогат. источников электропитания удалённых и труднодоступных потребителей эл.чрч. энергии (автоматич. маяков, навигацион. боек, метеорологич. станций, активных регистраторов космич. аппаратов, станций антикоррозионной защиты газоп. и нефтепроводов и т. д.).

Н. В. Коломиец.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО — устройство для переноса тепловой энергии от теплодатчика с низкой темп-рой к теплоприёмнику с высокой темп-рой, действие к-рого основано на *Пельтье эффекте* (см. также *Термоэлектрические явления*). Осн. функциональный узел Т. о. у. — термоэлемент, батарея, набранная из термоэлементов, электрически соединённых между собой. При прохождении эл.чрч. тока (от выпр. источника) через термоэлемент возникает разность темп-р горячего и холодного спаев термоэлемента; при этом на холодном спае тепло из охлаждаемого вещества поглощается и передается горячему спаю и далее в окружающую среду. Одновременно в горячем термоэлементе выделяется тепло, к-рое передается холодному спаю нутём теплопроводности.

Т. о. у. характеризуются эффективностью охлаждения $Z = \alpha^2 \sigma / \lambda$, где α — термоэлектрич. коэф., σ и λ — уд. электр. и теплопроводности соответственно. Параметр Z — функция темп-ры и концентрации носителей заряда, причём для каждой заданной темп-ры существует опт. значение концентрации, при к-рой величина Z максимальна. Макс. снижение темп-ры связано с величиной эффективности выражением $\Delta T_{\text{max}} = (1/2)ZT^2$, где T_x — темп-ра холодного спае термоэлемента. Совр. Т. о. у. обеспечивают снижение темп-ры от +20 до -200 °С; их холодопроизводительность, как правило, не более 100 Вт.

При изготовлении Т. о. у. обычно используют *полупроводниковые материалы*, напр. халькогениды висмута и сурьмы. Такие соединения являются узкозонными полупроводниками с высокой подвижностью носителей заряда, для к-рых характерно к тому же увеличение *термоэд.* в умеренных магн. полях (до 1 Тл). Противокоррозионная и антисублимацион. защита термоэлементов в Т. о. у. осуществляется нутём заливки термобатарея эпоксидными компаундами.

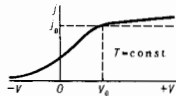
Т. о. у. отличаются простотой управления, возможностью тонкого регулирования темп-ры, бесшумностью, высокой надёжностью работы; имеют преимуществ. безгранич. срок службы. Осн. недостаток Т. о. у. — малая эффективность (до 10^{-2} K^{-1}). Т. о. у. применяются для охлаждения и термостабильности термочувствит. элементов радиоэлектронной и оптич. аппаратуры, а также в бытовых и транспортн. холодильниках, термостатах, медико-биол. приборах (напр., криозондах) и т. д.

Н. В. Коломиец.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ — исусечение электронов нагретыми телами (эммитерами) в вакууме или др. среде. Выйти из тела могут только те электроны, энергия к-рых больше энергии покоящегося вне эммитера электрона (см. *Работа выхода*). Число таких электронов (обычно это электроны с энергиями $\geq 1 \text{ эВ}$ относительно фермиуровня в эммитере) в условиях термодинамич. равновесия в соответствии с Ферми — Дирака распределением нитязно мало при темп-рах $T \approx 300 \text{ K}$ и экспоненциально растёт с T . Поэтому ток Т. э. заметен только для нагретых тел. Вылет электронов приводит к охлаждению эммитера. При отсутствии «отсамаывающего» эл.чрч. поля (или при малой его величине) вылетающие электроны образуют вблизи поверхности эммитера отрицательный пространств. заряд, ограничивающий ток Т. э.

Основные соотношения. При малых напряжениях V между эммитером и анодом плотность тока моноэнергетич. электронов описывается известной ф-лой (закон трёх вторых) $j \sim V^{3/2}$ (см. *Ленгмюра формула*); учёт разброса скоростей электронов, преодолевающих созданный пространств. зарядом потенц. барьер, значительно усложняет ф-лу, но характер зависимости $j(V)$ не изменяется; при увеличении V пространств. заряд рассеивается и ток достигает насыщения j_0 , а при дальнейшем росте V ток слабо растёт

в соответствии с Шоттки-эффектом (рис.). В сильных ($E > 10^6$ В/см) электрич. полях к Т. э. добавляется автоэлектронная эмиссия (термоавтотермоэлектронная эмиссия).



Выражение для плотности тока насыщения j_0 в силу принципа детального равновесия может быть получено путем расчёта потока электронов из вакуума в эмиттер. В условиях термодинамич. равновесия этот поток должен совпадать с потоком электронов, вылетающих в вакуум. В предположении, что поверхность эмиттера однородна, внеш. поле мало, а коэф. отражения электронов от поверхности эмиттера в вакууме r в области энергий $\sim kT$ вблизи уровня вакуума слабо зависит от энергии и не слишком близок к единице, такой расчёт приводит к Ф-лс (Формула Ричардсона — Дешмана)

$$j_0 = AT^2 \exp(-\Phi/kT). \quad (*)$$

Здесь $A = A_0(1-r)$ (черта над r означает усреднение по энергиям электронов), $A_0 = 4\pi e k^2 m_0 / h = 120.4 \text{ А/см}^2 \cdot \text{К}^2$, Φ — работа выхода электрона. Предположение о слабой зависимости r от энергии нарушается лишь в исключительных (но всё же реальных) случаях, когда уровень вакуума попадает внутрь одной из запрещённых зон в электронном спектре твёрдого тела или соответственн к-л. др. особенностей в спектрах объёмных и поверхностных состояний. Работа выхода металлов слабо зависит от тем-ры (вследствие теплового расширения); обычно эта зависимость линейна: $\Phi = \Phi_0 + \alpha T$, $\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ эВ/град; причём коэф. α может быть как положительн, так и отрицателен. По этой причине, однако, определяемые путём построения графика зависимости j_0/T^2 от $1/T$ в полулогарифмич. координатах (метод прямых Ричардсона) величины отличаются от Φ и A из Ф-лы (*). Для большинства чистых металлов найденны т. о. значения A изменяются от 15 до $350 \text{ А/см}^2 \cdot \text{К}^2$.

Влияние примесей и дефектов. Поверхностные примеси и дефекты даже при малой их концентрации ($\geq 10^{-2}$ моно слоя) могут оказывать значит. влияние на термоэмиссионные свойства металлов и полупроводников и приводят к заметному разбросу значений работы выхода (≥ 0.1 эВ). К числу таких эмиссионно активных примесей относятся, напр., атомы щелочных и щёлочно-земельных элементов и их оксиды. Возникающая при адсорбции атомов и молекул квантовыхим. связь индуцирует перераспределение зарядов между адсорбируемыми атомами (адагмами) и собственными поверхностными атомами эмиттера. На больших расстояниях от адатомы создаваемый этими зарядами потенциал может быть описан в терминах мультипольного разложения, т. е. в виде суммы дипольного, квадрупольного и т. д. потенциалов. Изменение работы выхода (дипольный скачок потенциала) определяется дипольными моментами $\Delta\Phi = 4\pi e N_s d$, где N_s — поверхностная концентрация адатомов, d — дипольный момент. При значениях d порядка нсд. d ($1 \text{ Д} = 10^{-18}$ ед. СГСЕ) уже малые кол-ва примесей ($N_s \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$), составляющие всего $0.1 - 0.01$ монослояного покрытия, приводят к заметным изменениям работы выхода: $\Delta\Phi \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ эВ. Эмиссионно активные примеси как раз и характеризуются высокими значениями d ($d \sim 10 \text{ Д}$; рекордные значения $d \sim 10 \text{ Д}$ соответствуют адсорбции цезия). Изменение работы выхода описывает усреднённое вдоль поверхности изменение потенциала. Микроскопия структура индуцируемого адатомы вблизи поверхности потенциала сложна. В частности, на нек-рой части поверхности существует потенц. барьер, затрудняющий вылет в вакуум электронов с энергиями, близкими к пороговым. Однако в большинстве случаев $d \sim 1 \text{ Д}$ и при таких d барьеры туннельно проницаемы — «прозрачны». В этих случаях изменения связаны с квантовомеханич. рассеянием и интерференцией электронов. Примеси и дефекты могут стимулировать перестройку поверхности, что также влияет на

эмиссионные свойства. Кроме адсорбции примесей атомов на поверхности, источниками её загрязнения могут служить процессы сегрегации и поверхностной диффузии, весьма эффективные при повыш. тем-рах. Для устранения неконтролируемого влияния загрязняющих примесей и получения воспроизводимых результатов при изучении эмиссионных свойств поверхностей необходимо производить измерения в условиях сверхвысокого вакуума $\sim 10^{-9} - 10^{-10}$ мм рт. ст. (поток атомов из газовой среды на поверхности, создающий за 1 см монослойное покрытие, еоответствует при комнатной тем-ре давлению $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.); при этом необходим контроль за составом и структурой поверхности с помощью совр. методов спектроскопии поверхности. Наилучшие объекты для изучения механизмов эмиссии — отд. грани монокристаллов переходных металлов, допускающие высокую степень очистки и отличающиеся высоким совершенством структуры поверхности.

Потенциал сил изображения (ПСИ), не являющийся элетростатич. потенциалом и не удовлетворяющий Пуассону уравнению в вакууме, описывает потенц. энергию взаимодействия электрона с эмиттером. ПСИ даёт заметный вклад в работу выхода (≤ 1 эВ) и проявляется обычно на расстояниях от поверхности $\leq 100 \text{ А}$. Его особые свойства связаны с «кулоновским» видом зависимости от координат $V \sim z^{-1}$ (вплоть до расстояний от поверхности порядка межатомных). Движение электрона в поле такого потенциала оказывается существенно квантовым. При этом выду формальной аналогии анализа решений соответствующего уравн. Шрёдингера и свойства самих решений близки к случаю обычного 3-мерного кулоновского потенциала. В частности, если электрон не может проникнуть внутрь эмиттера (в силу отсутствия там объёмных состояний с соответствующей энергией), то ПСИ индуцирует поверхностные состояния с кулоновоподобным спектром (состояния ПСИ). Если же электрон может покинуть уровень в результате того или иного процесса, но вероятность этого события мала (как это часто бывает в действительности), то поверхностные состояния становятся резонансными, а уровни энергии приобретают конечную ширину. Электроны, находящиеся в непрерывном спектре, двигаясь над потенц. ямой, «чувствуют» наличие в ней уровня связанного состояния с малой по сравнению с глубиной ямы энергией связи, если их энергия невелика (сравнима с глубиной залегания уровня). В таком случае электрон за счёт эффектов многократного надбарьерного отражения может эффективно захватываться в область действия потенциала и рассеяние приобретает резонансный характер. Это явление приводит к резонансному осцилляциям в зависимости коэф. отражения от внеш. поля. Вероятность выхода в вакуум электрона, двигающегося изнутри твёрдого тела к его поверхности, связана с коэф. отражения соотношениями унитарности, являющимися квантовым аналогом принципа детального равновесия и обеспечивающими закон сохранения числа частиц. Поэтому в полевой зависимости тока Т. э. также наблюдаются слабые (по всё же заметные) осцилляции. В пределе слабых полей величина r и зависимость r от энергии существенно обусловлены видом потенциала.

Если потенциал достаточно быстро (быстрее, чем z^{-2}) стремится к своему асимптотич. значению, то r стремится к единице, а вероятность выхода электрона в вакуум обращается в нуль по закону $e^{-1/2}$ вблизи порога эмиссии (e — часть энергии электрона относительно уровня вакуума, соответствующая движению электрона по нормали к поверхности, иначе говоря, нормальная компонента полной энергии электрона). В случае медленноизменяющихся с z потенциалов, к к-рым относятся и ПСИ, их наличие не приводит дополнит. особенностей в энергетич. зависимости r вблизи уровня вакуума. Поэтому величина $(1-r)$ из Ф-лы (*) в большинстве случаев оказывается не слишком малой. Лишь в случаях, когда эмиссия осуществляется в среде с малой характерной длиной экранирования поля, не превышающей величины $\leq 100 \text{ А}$ (обычных для области действия ПСИ), r оказывается близким к единице.

Термоэлектронная эмиссия из полупроводников. Ф-ла (*) применима и для описания Т.э. из полупроводников. Однако влияние темп-ры, электрич. поля, примесей в эмиттере и т. п. на эмиссионный ток и на величины Φ и A в этом случае существенно иное по сравнению с металлами. Различия обусловлены малой концентрацией электронов проводимости и наличием локализованных поверхностных электронных состояний, влияющих на расположение уровня Ферми \mathcal{E}_F на поверхности полупроводника, вплоть до его «закрепления» в нек-рой точке запрещенной зоны (см. *Поверхностные состояния, Поверхность*). При этом \mathcal{E}_F на поверхности полупроводника и Φ почти (с точностью до величин $\sim 0,1$ эВ) не зависят от \mathcal{E}_F в объеме (т.е. от типа и концентрации легирующей примеси). Такое закрепление связано с поверхностными состояниями достаточно большой ($\geq 10^{12}$ см $^{-2}$) концентрации, индуцированными в основном собств. дефектами кристалла, возникающими при воздействии на полупроводник разл. внеш. факторов, таких, как адсорбция, механич., термич. обработка и др. В этом случае характер Т.э. аналогичен Т.э. из металлов.

На достаточно чистых и совершенных поверхностях полупроводников плотность собственных (заполненных и пустых) поверхностных состояний в запрещенной зоне невелика и уровень Ферми на поверхности может перемещаться внутри запрещенной зоны, следуя за его положением в объеме. Поэтому при изменении типа и концентрации примесей в объеме полупроводника изменяются Φ и ток Т.э. Кроме того, электрич. поле в таких полупроводниках не экранируется зарядами поверхностных состояний и проникает в эмиттер на значит. глубину, что приводит к изменению Φ за счёт приповерхностного изгиба зон и к разорванию электронного газа полем.

Аналогичная ситуация возникает и в том случае, когда внеш. поле превышает величину, достаточную для устранения экранирующего влияния поверхностных состояний. По этим причинам отбор тока эмиссии из полупроводников (в отличие от металлов, где эти эффекты обычно малы) может приводить к значит. нарушению термодинамич. равновесия. Особая ситуация возникает при эмиссии из систем с отрицат. электронным сродством (см. *Фотоэлектронная эмиссия*), в к-рых неравновесный характер процессов эмиссии (в т.ч. и Т.э.) обусловлен изначальными особенностями приповерхностной энергетич. структуры эмиттеров.

Влияние неоднородностей. Поверхность большинства эмиттеров неоднородна, на ней существуют «пятна» с разной работой выхода. Между ними возникает контактная разность потенциалов $\Delta\phi$ и электрич. поля (поля пятен) величиной $\sim \Delta\phi/R$ (где R —характерный размер неоднородностей). Эти поля создают дополнит. потенц. барьеры для эмитируемых электронов, что приводит к более сильной зависимости тока от анодного напряжения (аномальный эффект Шоттки), а также увеличивает зависимость тока от T . Поскольку размеры неоднородностей обычно не малы, $\gg 100$ Å, а значения разности потенциалов между соседними пятнами $\sim 0,1$ — 1 эВ, то типичные величины полей пятен не велики ($\sim 10^4$ В/см или меньше) и требуют для своего «раскрытия» относительно малых (по сравнению со случаем нормального эффекта Шоттки) внеш. полей, с чем и связана большая величина (аномальность) эффекта в случае неоднородных поверхностей.

Если поверхность сильно неоднородна, так что размеры эмиссионно активных пятен r значительно меньше расстояний между ними, то потенциал ϕ отд. пятна на расстояниях $\geq r$ от него может быть представлен в виде суммы дипольного, квадрупольного и т.д. слагаемых. В частности, зависимость поля пятна от расстояния до поверхности z над центром пятна в этом случае близка к степенной. Последнее обстоятельство (в полной аналогии с нормальным эффектом Шоттки) приводит к степенной или близкой к ней зависимости величины снижения потенц. барьера над центром пятна $\Delta\phi$ от внеш. поля E (напр., в случае чисто дипольного потенциала $\phi \sim z^{-2}$ и $\Delta\phi \sim E^{2/3}$). В реальных условиях зависимость потенциала от координат более сложна, однако качественно факторы,

определяющие вид полевой зависимости тока в условиях аномального эффекта Шоттки, останутся теми же. Кроме того, всегда существует разброс значений параметров неоднородностей, а в нек-рых случаях (напр., для эмиттеров, приготовляемых из мелкодисперсных порошков) иерархия размеров может быть весьма богатой (от 100 Å до 10 — 100 мкм). При этом с ростом поля происходит поочерёдное раскрытие полей пятен, что значительно расширяет полевой диапазон проявления аномального эффекта Шоттки.

Виды термоэмиттеров. К числу наиб. известных эфф. эмиттеров относятся окислы щёлочно-земельных, редкоземельных и др. элементов, обычно используемые в виде смесей с различными (в зависимости от назначения катода) добавками (см. *Термоэлектронный катод*). Самым популярным является катод на основе смеси окислов Ва, Са и Sr—окисдный катод. Будучи соединениями с ярко выраженной ионной связью, окислы обладают относительно малым (≤ 1 эВ) электронным сродством, широкой (порядка неск. эВ) запрещенной зоной и являются изоляторами при комнатных темп-рах. Для реализации высоких эмиссионных свойств используется процесс термообработки, во время к-рого происходят очистка поверхности, образование донорных центров, формирование структуры эмиттера и оптим. состава его поверхности. Доноры, к-рые в такого рода соединениях имеют, как правило, вакансионную природу, возникают в результате конкуренции между процессами десорбции и адсорбции атомов (происходящими при повыш. темп-рах в условиях относительно невысокого вакуума) с последующей диффузией вакансий в объём эмиттера, а также и в др. процессах. Возникающая нестехиометрия состава катода, особенно состава его приповерхностной области, значительна, но всё же не настолько, чтобы образовывались сплошные тонкослойные покрытия поверхности атомами металлов. Важную роль в формировании и работе катода играют процессы поверхностной диффузии атомов (в т.ч. и диффузия по границам зёрен). Они имеют обычно активационный характер; при этом энергия активации поверхностной диффузии (≤ 1 эВ) заметно меньше, чем энергия активации объёмного процесса. Поэтому во мн. случаях поверхностная диффузия более эффективна. На контакте полупроводникового эмиссионного слоя с металлом подложки (кernом) существует барьер контактной разности потенциалов—барьер Шоттки, к-рый «включён» в запирающем направлении и при отборе тока эмиссии препятствует транспорту электронов из металла в эмиссионный слой. Кроме того, из-за хим. реакций, протекающих в этой области при повыш. темп-рах (особенно при наличии в металле нежелат. примесей), возможно образование диэлектрич. прослойки между металлом и эмиссионным слоем, значительно ухудшающей свойства катода и приводящей к быстрой его деградации. Поэтому одна из задач, возникающая при создании эмиттера,—формирование хорошего контакта эмиссионного слоя с kernом, сохраняющего свои свойства при работе катода. В отличие от технологий мн. др. приборов, в к-рых для создания омического контакта предпринимаются спец. меры, в оксидном катоде формирование контакта происходит в процессе термообработки заодно с др. процессами и не требует дополнит. операций. Иногда в материал контакта вводятся спец. активные присадки, способствующие образованию донорных центров в процессе термообработки. Эфф. термокатоды отличаются от др. эмиттеров прежде всего низкими значениями работы выхода. Достигнутые значения этой величины группируются ок. ~ 1 эВ, а дальнейшие усилия в направлении уменьшения работы выхода наталкиваются на серьёзные трудности. В связи с этим возникает вопрос о существовании факторов, препятствующих снижению работы выхода до величин, значительно меньших 1 эВ. К числу таких факторов могло бы относиться существование незаполненных поверхностных состояний (в частности, состояний ПСИ), накопление заряда на к-рых ограничивает возможность уменьшения Φ . Среди термокатодов др. типов можно назвать металлич. катоды (особенно вольфрамовые) и катоды из полуметаллов, напр. из гексабори-

да лантана, используемые для создания электронных пучков с повышенной плотностью тока.

Термоэлектронные катоды применяются во многих электровакуумных и газоразрядных приборах, в науч. и техн. установках.

Лит.: Фоменко В. С., Эмиссионные свойства материалов, 4 изд., К., 1981; Добрецов Л. Н., Гомоюнов В. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Термоэлектронные катоды, М.—Л., 1966. С. Г. Дмитриев.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЙ КАТОД (термокатод) — катод электровакуумных и газоразрядных приборов, эмитирующий электроны при нагревании (см. *Термоэлектронная эмиссия*). Осн. характеристики Т. к.: плотность эмиссионного тока насыщения j_s и её зависимость от темп-ры; рабочая темп-ра $T_{\text{раб}}$ обычно рекомендуемая для Т. к. данного типа; работа выхода Φ ; эффективность Т. к. η , равная отношению тока эмиссии к мощности, затрачиваемой на нагревание катода; срок службы; Чем меньше Φ , тем ниже $T_{\text{раб}}$, при к-рой достигается j_s , меньше скорость испарения активного вещества катода и, следовательно, больше его срок службы. Осн. типы Т. к.: металлические, полупроводниковые, металлопористые и боридные.

Металлические Т. к. изготавливаются из чистого металла или сплавов металлов. Это прямоточные Т. к., нагревающий их ток пропускается непосредственно через проводку (спираль, ленту), эмитирующую электроны. Такие Т. к. находят ограниченное применение.

Полупроводниковые Т. к. К этому классу Т. к. относятся в осн. оксидные. Это эффективные Т. к. косвенного накала. Активным веществом в них являются оксиды металлов; в результате их прогревания (активирования), проводимого с целью повышения j_s в объёме и на поверхности катода образуется избыток металла, обеспечивающий необходимую электропроводность Т. к. и снижение Φ . Существуют два типа оксидных катодах — низко- и высокотемпературные. В низкотемпературных оксидных Т. к., работающих при $T_{\text{раб}} \approx 900—1300$ К, используются смеси оксидов щёлочно-земельных металлов Ва, Sr и Са. Из-за неустойчивости этих оксидов на воздухе их получают из исходных веществ — двойных или тройных карбонатов (ВаSr)CO₃, (ВаSrСа)CO₃. Последние наносятся на металлический керн, смонтированный вместе с подогревателем, и активируются прогреванием непосредственно в изготовляемом приборе при его откатке. При этом образуются оксиды металлов и одновременно нек-рое количество свободных атомов металлов. В высокотемпературных оксидных катодах активным веществом служат оксиды Y, Th и др. Рабочие темп-ры таких Т. к. в зависимости от материала подложки (Та, W, Re) лежат в диапазоне $T_{\text{раб}} \approx 1400—2000$ К. Долговечность оксидных Т. к. ограничивается постоянным испарением оксидного покрытия, а также образованием промежуточного слоя между металлической подложкой, на к-рую наносится активный слой, и покрытием.

Металлопористые Т. к. Недостатки оксидных катодах были устранены благодаря созданию Т. к. с запасом активного эмиссионного вещества, названных металлопористыми (распределительными, или диспенсерными) катодами. Они представляют собой металлическую губку из тугоплавкого металла (W, Re, Mo), содержащую соединения активных материалов, преимущественно Ва. При нагревании выделяющийся из соединений Ва диффундирует к поверхности, покрывая её тонкой плёнкой металла, снижающей Φ . В процессе работы Т. к. разрушающаяся вследствие испарения и воздействия остаточных газов плёнка возобновляется поступающим из пор Ва. Существует неск. типов металлопористых Т. к. Камерный или L-катод представляет собой камеру, заполненную карбонатом Ва—Sr и закрытую вольфрамовой стенкой-губкой. При нагревании карбонат разлагается, выделяя Ва, к-рый пополняет его запас в губке и на её наружной поверхности, эмитирующей электроны. Осн. недостатком этой модификации катодах является длительное время обезгаживания и разложения карбонатов. Этот недостаток был устранён благодаря использованию др. эмиссионно-

активных материалов — алуминатов и вольфраматов Ва, а также созданию др. модификаций металлопористых Т. к. — пресованных и пропитанных (импрегнированных). Пресованные металлопористые Т. к. изготавливаются в виде таблеток или керамических трубок путём пресования смеси из порошков активных веществ (оксидов, алуминатов, вольфраматов Ва) и порошков тугоплавких металлов (W) или сплавов W с др. металлами, напр. с Re. Пропитанные Т. к. получают пропитыванием вольфрамовой губки путём погружения её в расплав активного эмиссионного материала. Варьировались составы активных эмиссионных материалов (вольфраматы Ва и Ва—Са, скандаты) и материалы губки (W, Ni, смеси W с Ir, Os). Лучшими модификациями металлопористых Т. к. широко применяемыми на практике, являются катоды с алуминатом Ва—Са: $j_s \approx 4—10$ А/см² при $T_{\text{раб}} \approx 1370$ К, срок службы — десятки тыс. часов. Металлопористые Т. к. используются в электроион-лучевых трубках, приборах СВЧ-диагноза. Изучаются металлопористые Т. к. с тонкими плёнками тугоплавких металлов на поверхности (Ос, Ir, Ru, Pt). Лучшими свойствами обладают катоды с плёнкой Os.

Боридные Т. к. изготавливаются из металлоподобных соединений типа MВ₆ (M — металл); наиб. распространение получили Т. к. из гексаборид лантана (LaB₆). Высокая механическая прочность и устойчивость к электронной и ионной бомбардировкам позволяют использовать такие Т. к. в режиме термодателевой эмиссии при высокой напряжённости электрического поля ($\sim 10^6$ В/см), когда значительная часть эмиссионного тока обусловлена *автоэлектронной эмиссией*. Такие Т. к. применяются в ускорителях, а также в вакуумных устройствах, в к-рых Т. к. должны работать в условиях «плохого» вакуума, не отравляясь и обеспечивая электрические токи большой плотности. Перспективным направлением в улучшении свойств Т. к. из LaB₆ является использование монокристаллов LaB₆; так, с граней (100), (210) монокристалла снимаются большие токи, чем с поликристаллического LaB₆.

Новым направлением в катодной электронике является разработка металосплавных Т. к. Перспективными материалами для катодах этой серии являются сплавы благородных металлов (Pd, Pt, Ir) с редкоземельными (Pr с Се и La).

В табл. приведены осн. параметры применяемых на практике Т. к. (по данным разных авторов).

Лит.: Кудинцева Г. А. и др., Термоэлектронные катоды, М.—Л., 1966; Никонов В. П., Оксидный катод, М., 1979; Strobel J. L., Model dispense cathodes, «Proc. IEE», 1981, v. 128, pt. 1, No 1, p. 19. Б. С. Кульварская.

Тип катода	$T_{\text{раб}}$	j_s , А/см ²	Срок службы, час	Тип катода	$T_{\text{раб}}$	j_s , А/см ²	Срок службы, час	
Металлический: вольфрамовая проволока диаметром 1 мм	2300	0,04	$2 \cdot 10^2$	Оксидный: Ва—Sr—Cu	1000	0,05—0,15	$2 \cdot 10^4$	
	—	—	—		1100	0,4—0,7	3000	
	—	2500	0,3	Y ₂ O ₃	1500—1800	до 2	> 1000	
	—	2700	1,6		800	—	—	
	—	2900	7,3		46	—	—	
Металлопористый: W—Ba	1000	1	10^4	Боридный: LaB ₆	1600	0,4	10^5	
	—	1100	3		4000	1800	3,0	5000
	—	1180	4		500—2000	1900	8,5	800
	—	1180	4—6		2000	2000	25	100
с алуминатом Ва—Са	1370	4—10	Десятки тыс.					

ТЕРМОЭМИССИОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ (ТЭП) — устройство для прямого преобразования тепловой энергии плазмы в электрическую. ТЭП обычно представляет собой диод, тепловая энергия подводится к катоду, а электрическая выделяется на нагрузочном сопротивлении R_0 . Принцип действия ТЭП поясняется рис. 1, где

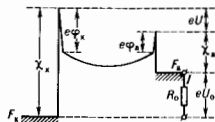


Рис. 1. Потенциальная диаграмма электронов в ТЭП в режиме низковольтной дуги: F_1 и F_2 — уровни Ферми катода и анода; φ_{F1} , φ_{F2} , φ_{F3} — падения напряжения в приэлектродных лентимюровских слоях.

приведена потенц. диаграмма для электронов. Тепловая энергия Q_0 , подводимая к катоду, отчасти расходуется в зазоре ТЭП, отчасти выделяется в виде тепла Q_1 на аноде и в виде полезной элктрич. мощности в нагрузочном сопротивлении: $P_0 = U_0 I = [(x_a - x_k) / e - U] I$. Здесь x_k и x_a — работы выхода катода и анода ($x_a > x_k$); U — падение напряжения в зазоре; I — ток в цепи. Кпд ТЭП $\eta = P_0 / Q_0$. Для компенсации пространственного заряда электронов в зазор ТЭП вводится легко ионизирующийся газ, как правило, пары Cs. Контактная разность потенциалов $\Delta\chi / e = (x_a - x_k) / e$ создается за счёт разной степени покрытия цезием горячего катода и холодного анода. По способу ионизации Cs различают ТЭП с поверхностной и с объёмной ионизацией. В первом случае ионы Cs⁺ создаются, как правило, за счёт *поверхностной ионизации* на горячем катоде. Во втором случае ионы Cs⁺ образуются в объёме, где поджигается низковольтная дуга (НД). Режимы с поверхностной ионизацией, в свою очередь, подразделяются на кнудсеновские, когда длина свободного пробега электрона $l_e \gg L$ — длины зазора, и диффузионные, когда $l_e \ll L$.

При рассмотрении режимов с поверхностной ионизацией существенно, каково распределение потенциала на контакте катод — плазма в условиях термодинамич. равнове-

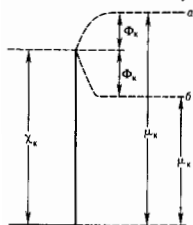


Рис. 2. Распределение потенциала в прикатодном слое при термодинамическом равновесии плазмы с катодом (диффузионный режим): а — для $x_k < \mu_k$; б — для $x_k > \mu_k$.

барьер в лентимюровском слое: $n(T_k) = (g_1 Z_1 N_A / g_2)^{1/2} \times \exp(-\epsilon_1 / 2kT)$ — равновесная концентрация плазмы при темп-ре T_k ; $Z_1 = 2(2\pi m_e kT / h^2)^{3/2}$; $g_1 = 1$ и $g_2 = 2$ — статистич. суммы свободных электронов, ионов и атомов; N_A — концентрация атомов Cs в плазме. Оптим. режим ТЭП реализуется при $x_k \approx \mu_k$. В режимах с поверхностной ионизацией ток прибора зависит от величины равновесной концентрации $n(T_k)$ электронов в прикатодной плазме. При сравнительно малом давлении Cs ($p_{Cs} \sim 10^{-2}$ Тор) в кнудсеновском режиме, когда рассеяние электронов в зазоре отсутствует, макс. плотность тока порядка хаотической: $j_e \approx en(T_k) \bar{v}_e$. Однако, т. к. с увеличением давления μ_k увеличивается, для реализации больших значений $n(T_k)$ и соответственно большой мощности $P_0 \sim (1-10) \text{ Вт/см}^2$ нужны высокие темп-ры катода $T_k > 2000 \text{ К}$, что уменьшает ресурс работы катода. Увеличение давления до величины $p_{Cs} \sim 1$ Тор позволяет понизить T_k и увеличить срок его работы. При этом реализуется диффузионный режим, когда плазма в приэлектродном слое находится примерно в термодинамич. равновесии с катодом, а ток в зазоре

переносится за счёт диффузии электронов от горячего прикатодного конца плазмы к прианодному. В диффузионном режиме, однако, ток и полезная мощность P_0 существенно уменьшаются за счёт рассеяния электронов в плазме. Поэтому при $p_{Cs} \geq 1$ Тор предпочтительно работать в режиме с объёмной ионизацией Cs, когда за счёт некоего увеличения напряжения U реализуется режим НД.

В режиме НД за счёт образования достаточно большого прикатодного падения напряжения φ_k (рис. 3), преспяствующего возврату плазменных электронов на катод, снимаемый ток близок к эфф. току эмиссии: $I_{эфф} = I_e \exp(-e\varphi_k / kT_k)$, где φ_k — потенциал *виртуального катода*, к-рый возникает в условиях, когда $x_k < \mu_k$. Для этих условий типичная *вольт-амперная характеристика* (ВАХ) ТЭП приведена на рис. 4; здесь АВ — диффузионная ветвь; ВС — неустойчивый участок ВАХ, соответствующий поджигу НД; CD — участок инурования тока; DE — участок виртуального катода (режим с объёмной ионизацией).

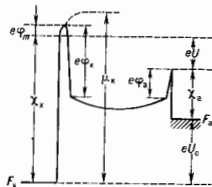


Рис. 3. Распределение потенциала в низковольтной дуге и режиме с виртуальным катодом.

рис. 3). Участок EF соответствует монотонному распределению потенциала в прикатодном лентимюровском слое (рис. 1). Точка E, соответствующая исчезновению виртуального катода, является рабочей точкой ТЭП. Ионизация Cs в режиме НД обеспечивается обычно разогретыми электронами плазмы ($T_e \approx 0.2 - 0.3 \text{ эВ}$), имеющими максвелловское распределение. В режиме НД осн. потери энергии в зазоре связаны с разогоревом электронов плазмы.

Классифицировать ТЭП можно по величине барьерного индекса $U_B \approx U + x_a / e$. К т. н. 1-му поколению ТЭП относятся созданные в 1970-х гг. преобразователи с $U_B \approx 2 \text{ В}$. К ТЭП 2-го и 3-го поколений, возможность создания к-рых исследуется в 1990-х гг., относят преобразователи с $U_B \approx 1.5 \text{ В}$ и $U_B \approx 1 \text{ В}$. При $U \approx 1.5 \text{ В}$ ТЭП становится экономиче-

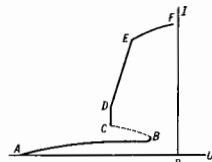


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика ТЭП в диффузионном (AB) и дуговом (CDEF) режимах.

чески выгодным в качестве высокотемпературной надставки в промышл. энергетич. установках. Исследуются пути уменьшения U_B за счёт уменьшения I и x_a . Основные предлагаемые способы уменьшения U связаны с переходом к механизмам ионизации, не использующим разогорев тепловых электронов. Это — ТЭП со вспомогат. разрядом, в частности трёхэлектродный ТЭП с инертным газом-полуполителем; ТЭП с импульсной внеш. ионизацией и с разделением во времени процесса генерации ионов и рабочей стадии ТЭП, в частности азотно-цезиевые ТЭП с накоплением энергии импульса в колебаниях молекул азота; триод с миттертом ионов; ТЭП с ионизацией УФ-излучением или продуктами распада радиоизотопов и др. Рассматривается увеличение эфф. эмиссии катода за счёт развития его поверхности. Исследуются способы уменьшения x_a путём применения электродов со сложными поверхностями покрытиями. Большое внимание уделяется цезиевым триодам с сеточным управлением тока, используемым для непосредств. преобразования пост. напряжения, генерируемого ТЭП, в перемен. напряжение.

Лит.: Добрецов Л. Н. Термоэлектронные преобразователи тепловой энергии в электрическую. «ЖТФ», 1960, т. 30, с. 365;

Моргулис Н. Д., Преобразование тепловой энергии в электрическую с помощью термоэлектрической эмиссии, «УФН», 1960, т. 70, с. 679; Термоэмиссионное преобразование и низкотемпературная плазма, М., 1973; Стахаидов И. П., Черковец В. Е., Физика термоэмиссионного преобразования, М., 1985; Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде, М., 1990. Ф. Г. Басит.

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — ядерные реакции между лёгкими атомными ядрами, протекающие при очень высоких температурах ($\geq 10^7$ — 10^8 К), т. р. — основной (хотя и не единственный) тип процессов, в которых ядра, испытывающим взаимное кулоновское отталкивание, удаётся преодолеть соответствующий электростатический барьер (рис. 1), приблизиться на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил притяжения и, провалившись в образующую им глубокую потенциальную яму, совершить ту или иную экзотергич. (т. е. сопровождающуюся выделением энергии) ядерную перестройку. Под «выделением энергии» подразумевается выделение в продуктах реакции избыточной кинетич. энергии, равной увеличению суммарной энергии связи, т. о., относительно рыхлые ядра преобразуются в более прочно связанные, а поскольку ядра с наибольшей энергией связи на один нуклон находятся в ср. части периодич. системы Менделеева, то наиб. типич. новым механизмом экзотергич. реакции является слияние (синтез) лёгчайших ядер в более тяжёлые. Вместе с тем существуют и экзотергич. реакции деления лёгких ядер, напр. благодаря особой прочности ядра ${}^4\text{He}$ возможна реакция ${}^{11}\text{B} + \text{p} \rightarrow {}^3\text{He} + 8,7 \text{ МэВ}$.



Рис. 1. Потенциальная энергия междуядерного взаимодействия как функция расстояния между ядрами; ϕ — относительная энергия ядер, отвечающая глубоко подбарьерному прохождению. Штриховкой показано «срезание» барьера отталкивания на борновском радиусе a , отрицательного мюона в кулоновском поле одного из сталкивающихся ядер, лежащее в основе явления μ -катализа.

Ниж. для краткости, все охарактеризованные выше процессы именуются реакциями ядерного синтеза (ЯС).

По механизму преодоления кулоновского барьера реакции ЯС можно разделить на два осн. класса: А — реакции при нескажемом барьере, требующие для своего иротокаания достаточно большой относит. энергии сталкивающихся ядер, к-рая совпадает им в результате ускорения или сильного разогрева; В — реакции т. н. холодного синтеза, к-рые становятся возможными в результате сильного искажения самого барьера — иже все его сужения благодаря «срезанию» внешней, наиб. широкой части.

Реакции класса А могут реализоваться либо в некром ускорителе (реакция ЯС на мишени; возможен также случай «микроускорителя», см. ниже), либо в высокотемпературной плазме звездных недр, ядерного взрыва, мощного газового разряда или в плазме вещества, разогрегого гигантским импульсом лазерного излучения, бомбардируемой интенсивным пучком частиц и т. н.; именно в последнем круге явлений реакция ЯС сводятся к собственно Т. р.

Реакции класса В являются следствием таких физически разнородных явлений, как: 1) сжатие кулоновского барьера колоссальным давлением в недрах плотных звезд ($\rho \gg 10^6 \text{ г/см}^3$) — случай т. н. *пикнодерных реакций* [3]; 2) прямое кулоновское экранирование поля дейтрона или протона захваченным на борновскую орбиту отрицат. мюоном (рис. 1) — случай т. н. *мюонного катализа*.

Существуют и такие реакции ЯС, сама принадлежность к-рых к классу А или В пока совершенно неясна. Это относится, в частности, к сенсационным экспериментам Флейшмана — Поенса (США, 1989, т. н. холодный синтез), в к-рых реакция ЯС наблюдалась при электролитич. насыщении дейтроем кристаллич. решетки палладия (а затем

титана и др.). Физически более интересным и практически крайне заманчивым механизмом ЯС здесь явилась бы взаимная кулоновская экранировка дейтронов в результате каких-то весьма нетривиальных квантово-механич. эффектов (класс В), однако более вероятным механизмом представляется всё же ускорение дейтронов в электрич. полях, возникающих в микрокристаллич. решётки при электролизе или при внедрении в неё дейтронов из газовой среды под давлением (класс А) [11].

Непредельный интерес к реакциям ЯС и пр. жеде всего к Т. р., связан с тем, что они являются: 1) гл. источниками энергии Солнца и звезд, а также механизмом дозв-ления и звездных процессов синтеза атомных ядер хим. элементов; 2) одной из фаз осн. осн. *ядерного взрыва* и (термо)ядерного оружия; 3) осн. осн. *управляемого термоядерного синтеза* (УТС) — экономически и экологически перспективного направления энергетики будущего.

Скорости Т. р. Для ряда экзотергич. ядерных реакций, представляющих интерес в проблеме УТС, в табл.

Табл. — Экзотергич. реакции между лёгкими ядрами

№	Реакция	Энергия выделен., МэВ	$\sigma_{\text{макс.}}$, бари (в области энергий $\leq 1 \text{ МэВ}$)	Энергия выделен. в данной частици, соответствующая $\sigma_{\text{макс.}}$, МэВ
1	$\text{p} + \text{p} \rightarrow \text{d} + \text{e}^+ + \nu$	2,2	10^{-23}	—
2	$\text{p} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5,5	10^{-6}	—
3	$\text{p} + \text{t} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$	19,7	10^{-6}	—
4	$\text{d} + \text{d} \rightarrow \text{t} + \text{p}$	4,0	0,16 (при 2 МэВ)	2,0
5	$\text{d} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{n}$	3,3	0,09	1,0
6	$\text{d} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	24,0	—	—
7	$\text{t} + \text{t} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{n}$	17,6	5,0	0,13
8	$\text{t} + \text{t} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{p}$	17,6	5,0	0,195
9	$\text{t} + \text{t} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{n}$	11,3	1,0	1,0
10	$\text{d} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{p}$	18,4	0,71	0,47
11	${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2\text{p}$	12,8	—	—
12	$\text{n} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{t}$	4,8	2,6	0,26
13	$\text{p} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{t}$	4,0	10^{-4}	0,3
14	$\text{p} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{t}$	17,3	$6 \cdot 10^{-3}$	0,44
15	$\text{d} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{t}$	5,0	0,01	1,0
16	$\text{d} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{t}$	22,4	0,026	0,60
17	$\text{d} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{n}$	15,0	10^{-3}	0,2
18	$\text{p} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + \text{d}$	0,56	0,46	0,33
19	$\text{p} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + \text{t}$	2,1	0,35	0,33
20	$\text{p} + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{t}$	8,7	0,6	0,675
21	$\text{p} + {}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \text{t}$	5,0	0,69 (при 1,2 МэВ)	1,2

p — протон, d — дейтрон (ядро дейтерия ${}^2\text{H}$), t — тритон (ядро трития ${}^3\text{H}$), n — нейтрон, e^+ — позитрон, ν — нейтрино, γ — фотон. Распределение энергывыделения между продуктами реакции обычно обратно пропорционально их массам.

приведены значения энергывыделения и макс. эфф. сечения $\sigma_{\text{макс.}}$. На рис. 2 приведены зависимости σ от энергии падающей частицы (в ф-лах реакций — первая слева).

При интерпретации этих данных, и в частности большого разброса значений $\sigma_{\text{макс.}}$ следует иметь в виду, что сечение любой из реакций есть, грубо говоря, произведение

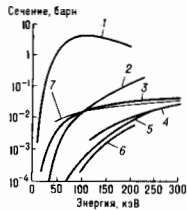


Рис. 2. Сечения реакций ядерного синтеза в зависимости от энергии падающей частицы (в табл. — слева). Кривая 1 — реакция 7; 2 — реакция 10; 3 — реакция 4 и 5; 4 — реакция $\text{d} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{t}$; 5 — реакция 15; 6 — реакция 16; 7 — реакция 9.

сечения прохождения сквозь кулоновск. барьер и вероятности последующего, собственно ядерн. ирвращения.

Первый, «кулоновский», множитель по своей физ. природе универсален для всех T . Поскольку высота барьера $\delta_0 \approx Z_1 Z_2 e^2 / R$ ($Z_1 e$, $Z_2 e$ — заряды ядер, R — сумма их «радиусов») даже для комбинации ядер с наименьшими $Z_1 = Z_2 = 1$, напр. $d+d$, составляет ~ 200 кэВ [так как для плазмы звездных недр или совр. направлений УТС наиб. типичны темп-ры $\sim (10^7 - 10^8)$ К, т. е. ср. энергии частиц $\sim (1-10)$ кэВ], преодоление барьера носит, как правило, характер туннельного, притом глубоко полубарьерного прохождения (см. *Туннельный эффект*). Вероятность туннельного прохождения может быть описана предельной (для $\delta \ll \delta_0$, где δ — относит. энергия сталкивающихся ядер) формой известной гамовской экспоненты, а именно: $\exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2 / h v) \ll 1$, где $v = \sqrt{2\delta/\mu}$ — относит. скорость ядер, $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ — их приведенная масса. (Эта простая зависимость становится неадекватной в тех, являясь нередки для УТС случаях, когда T , р. происходят не только «тепловыми», полубарьерным образом, но и в результате столкновений ядер плазмы как мишени с ядрами инжектируемого пучка, энергия к-рых $\delta \sim \delta_0$.)

Второй, «ядерный», множитель, определяющий осн. масштаб сечения T , р., напротив, специфичен для каждой конкретной T , р. В частности, для реакций с образованием наиб. сильно связанного ядра ${}^4\text{He}$ он велик и обычно резонансно зависит от энергии (это относится, напр., к важнейшим для УТС реакциям 7 и 10 и к одной из гинетически перспективных «чистых», т. е. безнейтронных, реакций — реакции 20). Для реакций, обусловленных слабым взаимодействием, он чрезвычайно мал, так фундаментальная для энерговыделения Солнца реакция 1 непосредственно (в лаборатории) вообще не наблюдается.

Зависимость интенсивности T , р. от плотности плазмы определяется тем, что они происходят в результате парных столкновений между ядрами. Число реакций в единице объема в единицу времени равно $n_1 n_2 \langle \sigma(v) \rangle$, где n_1 , n_2 — концентрации ядер сортов 1 и 2 (если ядра одного сорта, то произведение $n_1 n_2$ следует заменить на $(1/2)n^2$); угл. скобки обозначено усреднение по распределению относит. скоростей v , в дальнейшем принимаемое максвелловским (см. *Максвелла распределение*).

Зависимость интенсивности T , р. от темп-ры определяется «скоростным» множителем $\langle \sigma(v) \rangle$. В области (это очень высокие) темп-р $T \lesssim (10^7 - 10^8)$ К и в отсутствие резонанса в сечении реакции имеет $\sigma(v) \propto v^2 \exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2 / h v)$ и тогда $\langle \sigma(v) \rangle$ может быть приближенно выражено в форме, универсальной для всех нерезонансных T , р. Для этого достаточно использовать относительную узость максимума при $v = v_{\text{макс}}$, образуемого в $\langle \sigma(v) \rangle$ произведением двух экспонент — гамовской и максвелловской, $\exp(-\mu v^2 / 2kT)$. В результате имеем

$$\langle \sigma(v) \rangle \approx \text{const} \cdot T^{-2/3} \exp \left\{ -\frac{3}{2} (4\pi^2 Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu^2 / h^2 kT)^{1/3} \right\},$$

где const — постоянная, характерная для данной T , р. Эта формула справедлива лишь при больших ($\gg 1$) значениях показателя экспоненты.

Полученная температурная зависимость скорости T , р., $\langle \sigma(v) \rangle \propto \exp(-\text{const}/T^{1/3})$, сама по себе достаточно сильная, все же по столь резка, как, напр., типичная температурная зависимость $\exp(-\text{const}/T)$ скоростей хим. реакций, благодаря чему, собственно, только и могут T , р. эффективно протекать уже при темп-рах kT , в десятки раз ниже высоты кулоновского барьера δ_0 . Причина такого рода «облегченности» (в отнosit. масштабе δ/kT) проноисаемиости кулоновского барьера со сравнением с «химическим» барьером активации состоит в том, что первый имеет сильно скошенную (рис. 1), а второй — почти вертикальную форму.

Существование неширокой области относит. энергий ядер ок. $\delta_{\text{макс}} = (1/2) \mu v_{\text{макс}}^2$ вносит осн. вклад в полную скорость $\langle \sigma(v) \rangle$, T , р., имеет прстой физ. смысл: для более частых столкновений ядер с энергией $\delta \ll \delta_{\text{макс}}$ слишком мала проноисаемиости барьера, и, наоборот, наиб. эффективные по проноисаемиости столкновения ядер с $\delta \gg \delta_{\text{макс}}$ слишком редки. «Оптимальная» энергия $\delta_{\text{макс}}$ приходится

на «хвостовую» область максвелловского распределения; напр., для T , р. 4 и 5 (табл.) $\delta_{\text{макс}}/kT = 6,257 \cdot 10^{13} \gg 1$.

Расчет скорости T , р. для немаквелловского распределения ядер (конкретно, усеченного со стороны больших δ) показывает, что, начиная со ср. энергий порядка неск. кэВ, когда отним. «номер хвоста» $\delta_{\text{макс}}/kT$ «квазивалентного» (в смысле одинаковости ср. энергии) максвелловского распределения уже престаеит быть большим, наличие или отсутствие полного максвелловского распределения ядер практически некритично для значения $\langle \sigma(v) \rangle$.

Скорости $\langle \sigma(v) \rangle$ некр-рых важнейших для УТС T , р., рассчитанные численно (с учётом также и резонансов) для максвелловского распределения, приведены на рис. 3; скорость реакции 5 составляет (51—55)% от скорости $DD_{\text{полн}}$.

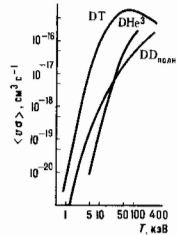


Рис. 3. Скорости некоторых важнейших для УТС термоядерных реакций.

T , р. во Вселенной играют двоякую роль — как осн. источник энергии звезд и как один из основных механизмов *нуклеосинтеза*. Для нормальных гомогенных звезд, в т. ч. Солнца, гл. процессом экзотергического ЯС является сгорание H в He, точнее, превращение 4 протонов в ядро ${}^4\text{He}$, 2 позитрона и 2 нейтрино. Этот результат можно получить двумя путями [X. Бете (H. Bete) и др., 1938—39]: 1) в протон-протонной (pp) цепочке, или *водородном цикле*; 2) в *углеродно-азотном цикле* (CН).

Для звезд-гигантов с плотными, выгоревшими (по содержанию H) ядрами (см. *Эволюция звезд*) существенны гелиевый и неоновый циклы T , р.; они протекают при значительно более высоких темп-рах и плотностях, чем pp-и CН-циклы. Осн. реакцией гелиевого цикла, идущей начиная с $T \approx 200$ млн. К, является т. н. процесс Солпитера (3 α -реакция): ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \text{t} + \text{p} + 7,3 \text{ МэВ}$ (процесс двухступенчатый, идущий через промежуточное ядро ${}^8\text{Be}$). Далее могут следовать реакции ${}^{12}\text{C} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$, ${}^{16}\text{O} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \gamma$; в этом состоит один из механизмов нуклеосинтеза. Интересно, что сама возможность процесса Солпитера, а тем самым и нуклеосинтеза большинства элементов (предполагая возникновения всех форм жизни!), связана с таким случайным (?) обстоятельством, как большая «острота» резонанса в зависимости $\sigma(v)$ для ядерной реакции ${}^3\text{He} + {}^{12}\text{C}$, обеспечиваемая, в свою очередь, наличием подходящего дискретного уровня ядра ${}^8\text{Be}$.

Если продукты реакции гелиевого цикла вступают в контакт с H, то осуществляется неоновый (Ne—Na) цикл, в к-ром ядро ${}^{20}\text{Ne}$ не играет роль катализатора для процесса сгорания H в He. Предельность реакций здесь вполне аналогична CН-циклу, только ядра ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$, ${}^{15}\text{N}$ замещаются соответствующими ядрами ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{21}\text{Na}$, ${}^{21}\text{Ne}$, ${}^{22}\text{Na}$, ${}^{23}\text{Mg}$, ${}^{23}\text{Na}$. Мощность этого цикла как источника энергии невелика. Однако он, по-видимому, имеет большое значение для нуклеосинтеза, т. к. одно из промежуточных ядер цикла (${}^{21}\text{Ne}$) может служить источником нейтронов: ${}^{21}\text{Ne} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{24}\text{Mg} + \text{n}$ (аналогично роль может играть и ядро ${}^{13}\text{C}$, участвующее в CН-цикле). Последующий «цепной» захват нейтронов (в аналогичности с процессами β -распада, является механизмом синтеза все более тяжелых ядер.

Ср. интенсивность энерговыделения ϵ в типичных звездных T , р. по земным масштабам ничтожна; так, для Солнца (в ср. на 1 г солнечной массы) $\epsilon = 2 \text{ эрг/с} \cdot \text{г}$. Это гораздо меньше, напр., скорости энерговыделения в живом организме в процессе обмена веществ, а обычная электрич. лампочка по мощности эквивалентна многим тоннам солнечного вещества. Однако вследствие огромной массы Солнца

($2 \cdot 10^{33}$ г) полная излучаемая им мощность ($4 \cdot 10^{26}$ Вт) столь велика (она соответствует ежесекундному уменьшению массы Солнца ~ на 4 млн. т), что даже ничтожной её доли достаточно, чтобы оказывать решающее влияние на энергетику, баланс земной поверхности, жизни и т. д.

Благодаря колоссальным размерам и массам Солнца и звезд, в них идеально решается проблема удержания (в данном случае гравитационного) и термоизоляции плазмы: Т. р. протекают в горячем ядре звезды, а теплоотдача происходит с удаленной от ядра и гораздо более холодной поверхности. Только поэтому звезды могут эффективно генерировать энергию в таких медленных процессах, как рр- и CN-циклы. В земных условиях эти процессы практически неосуществимы.

Т. р. в земных условиях. На Земле имеет смысл использовать лишь наиб. эффективные Т. р., иржеде всего связанные с участием дейтерия, трития и гелия-3. Подобные Т. р. в крупных масштабах осуществлены пока только в опытах, взрывах термоядерных, или водородных, бомб [4]. Схема реакций в термоядерной бомбе включает Т. р. 12, 7, 4 и 5 (табл.), но, в ирнрище, возможны и другие Т. р., напр. реакции 16, 14, 3.

Использование Т. р. в мирных целях может являться УТС, с к-рым связывают надежды на решение энергетич. проблем человечества, поскольку дейтерий, содержащийся в воде океанов, представляет собой практически неисчерпаемый источник дешёвого горючего для управляемых Т. р. Для УТС наиб. важны Т. р. 7, 5 и 4 (а также реакция 12 для регенерации дорогостоящего трития). По экологическим соображениям всё большее внимание привлекают к себе и «чистые» (т. н. малорадиоактивные) Т. р., не дающие нейтронов, напр. реакции 20 и особенно 10 (табл.).

Лит.: 1) Проблемы современной физики, в. 1, М., 1954; 2) Гольдштейн В. И., Лейкин Е. М., Превращения атомных ядер, М., 1958; 3) Harrison E. R., Thermonuclear and fusion nuclear reactions, «Proc. Phys. Soc.», 1964, v. 84, pt. 2, p. 213; 4) Ритус В. Ю., «Если не я, то кто?», «Природа», 1990, № 8, с. 10; Романов И. А., Отец советской водородной бомбы, там же, с. 20; 5) Роуз Д. Дж., Кларк М., Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции, пер. с англ., М., 1963; 6) Козлов В. Н., Скорости термоядерных реакций, «Атомная энергия», 1962, т. 12, в. 3, с. 238; 7) Fowler W. A., Saughlan G. R., Zimmerman A. A., Thermonuclear reaction rates 2, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1975, v. 13, p. 69; 8) Коган В., Лисица В. С., Радиационные процессы в плазме, в сб.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шафранова, т. 4, М., 1983; 9) Франк К. А. — меницкий Д. А., Физические процессы внутри звезды, М., 1959; 10) Ядерная астрофизика, под ред. Ч. Барна, Д. Клейтона, Д. Шрамма, пер. с англ., М., 1986; 11) Царев В. А., Низкотемпературный ядерный синтез, «УФН», 1990, т. 160, в. 11, с. 1.

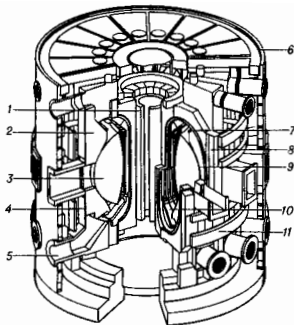
В. И. Косин

ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР — разрабатываемый

в 1990-х гг. устройство для получения энергии за счёт реакций синтеза лёгких атомных ядер, происходящих в плазме при очень высоких темп-рах ($\geq 10^8$ К). Основ. требование, к-рому должен удовлетворять Т. р., заключается в том, чтобы энерговыделение в результате *термоядерных реакций* (ТР) с избытком компенсировало затраты энергии от внеш. источников на поддержание реакции.

Различают два типа Т. р. К первому относятся реакторы, к-рым энергия от внеш. источников необходима только для зажигания ТР. Далее реакции поддерживаются за счёт энергии, выделяющейся в плазме при ТР, напр. в дейтерий-тритиевой смеси на поддержание высокой темп-ры расходуется энергия α -частиц, образующихся в ходе реакции. В смеси дейтерия с 3 He энергия всех продуктов реакций, т. е. α -частиц и протонов, расходуется на поддержание необходимой темп-ры плазмы. В стационарном режиме работы Т. р. энергия, к-рую несет зарядж. продукты реакций, компенсирует энергетич. потери из плазмы, обусловленные в осн. теплопроводностью плазмы и излучением. Такие реакторы наз. реакторами с зажиганием самоподдерживающейся термоядерной реакции (см. *Записки критерий*). Пример такого Т. р.: *токамак, стелларатор*.

К др. типу Т. р. относятся реакторы, в к-рых для поддержания горения реакций недостаточно энергии, выделяющейся в плазме в виде зарядж. продуктов реакций, а необ-



Международный термоядерный экспериментальный реактор ИТЭР: 1 — центральный соленоид; 2 — блинчатая защита; 3 — плазма; 4 — вакуумная стенка; 5 — трубопровод отапливания; 6 — криостат; 7 — катушки активного управления; 8 — катушки торoidalного магнитного поля; 9 — первая стенка; 10 — диверторные пластины; 11 — катушки поперечного магнитного поля.

ходима энергия от внеш. источников. Такие реакторы принято называть реакторами с поддержанием горения термоядерных реакций. Это происходит в тех Т. р., где велики энергетич. потери, напр. открытая магн. ловушка, токамак, работающий в режиме по плотности и темп-ре энергии ниже кривой зажигания ТР. Эти два типа реакторов включают все возможные виды Т. р., к-рым может быть построены на основе систем с магн. удержанием плазмы (токамак, стелларатор, открытая магн. ловушка и др.) или систем с *инерциальным удержанием* плазмы.

Реактор с инерциальным удержанием плазмы характеризуется тем, что в него за короткое время (10^{-8} – 10^{-7} с) с помощью либо излучения лазера, либо пучков релятивистских электронов или ионов вводится энергия, достаточная для возникновения и поддержания ТР. Такой реактор будет работать только в режиме коротких импульсов, в отличие от реактора с магн. удержанием плазмы, к-рый может работать в квазистационарном или даже стационарном режимах.

Т. р. характеризуется коэф. усиления мощности (добротностью) Q , равным отношению тепловой мощности реактора к мощности затрат на её производство. Тепловая мощность реактора складывается из мощности, выделяющейся при ТР в плазме, мощности, к-рая вводится в плазму для поддержания темп-ры горения ТР или поддержания стационарного тока в плазме в случае токамака, и мощности, выделяющейся в т. н. блякете и в радиал. защите Т. р. — спелн. оболочке, окружающей плазму, в к-рой утилизируется энергия термоядерных нейтронов и к-рая служит защитой сверхпроводящих магн. катушек от нейтронного и радиоакт. излучений.

Разработка Т. р. с магн. удержанием более продвинута, чем систем с инерциальным удержанием. Схема Международного термоядерного эксперим. реактора — токамака ИТЭР, проект к-рого разрабатывается с 1988 четырьмя странами — СССР (с 1992 Россия), США, странами Евратома и Японией, — представлена на рисунке. Т. р. имеет след. параметры: большой радиус плазмы 8,1 м; малый радиус плазмы в ср. плоскости 3 м; вытянутость сечения плазмы 1,6; торoidalное магн. поле на осн 5,7 Тл; номинальный ток плазмы 21 МА; номинальная термоядерная мощность с ДТ топливом 1500 МВт. Реактор содержит след. осн. узлы: пенн. соленоид 1, электр. поле к-рого осуществляет пробой газа, регулирует нарастание тока и поддерживает его вместе со спелн. системой длопнойт. нагрева плазмы; первая стенка 9, к-рая непосредственно

обращена к плазме и воспринимает потоки тепла в виде излучения и нейтральных частиц; blanket—защита 2, к-рая явл неотъемлемой частью Т.р. на дейтерий-тритиевом (DT) топливе, т.к. в blanketе воспроизводятся створеший в плазме тритий. Т.р. на DT топливе в зависимости от материала blanketа может быть «чистым» или гибридным. Blanket «чистого» Т.р. содержит Li; в нём под действием термоядерных нейтронов получается тритий: ${}^6\text{Li} + n \rightarrow \text{T} + {}^4\text{He} + 4,8 \text{ МэВ}$, и происходит усиление энергии ТР с 17,6 МэВ до 22,4 МэВ. В blanketе *гибридного термоядерного реактора* не только воспроизводятся тритий, но имеются зоны, в к-рые помещаются отвалыый ${}^{239}\text{Pu}$ для получения ${}^{239}\text{Pu}$. Одновременно в blanketе выделяется энергия, равная $\approx 140 \text{ МэВ}$ на один термоядерный нейтрон. Т.о., в гибридном Т.р. можно получать примерно в шесть раз больше энергии на один исходный акт синтеза, чем в «чистом» Т.р., но наличие в первом случае делящихся радиоакт. веществ создаёт радиац. обстановку, близкую той, к-рая существует в *ядерных реакторах* деления.

В Т.р. с топливом на смеси D + ${}^3\text{He}$ blanket отсутствует, т.к. нет необходимости воспроизводить тритий: $\text{D} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}$ (3,6 МэВ) + p (14,7 МэВ), и вся энергия выделяется в виде заряж. продуктов реакции. радиац. защита предназначена для поглощения энергии нейтронов и радиоакт. излучения и уменьшения потоков тепла и излучений на сверхпроводящую магн. систему до приемлемого для стационарной работы уровня. Катюшки торoidalного магн. поля δ служат для создания торoidalного магн. поля и изготавливаются сверхпроводящими с использованием сверхпроводника, Nb_3Sn и медной матрицы, работающих при тем-ре жидкого гелия (4,2 К). Развитие техники получения высокотемпературной сверхпроводимости может позволить исключить охлаждение катюшек жидким гелием и перейти на более дешёвый способ охлаждения, напр. жидким азотом. Конструкция реактора при этом существенно не изменится. Катюшки полоидального поля Π являются также сверхпроводящими и вместе с магн. полем тока плазмы создают равновесную конфигурацию полоидального магн. поля с одно или двухуровневым полоидальным дивертором I_0 , служащим для отвода тепла из плазмы в виде потока заряж. частиц и для отдачи нейтрализованных па диверторных пластинах продуктов реакции: гелия и протия. В Т.р. с D + ${}^3\text{He}$ топливом диверторные пластины могут служить одним из элементов системы прямого преобразования энергии заряж. продуктов реакции в электроэнергию. Криостат δ служит для охлаждения сверхпроводящих катюшек до тем-ры жидкого гелия или более высокой тем-ры при использовании более совершенных высокотемпературных сверхпроводников. Вакуумная камера δ и средства отдачи δ предназначены для получения высокого вакуума в рабочей камере реактора, в к-рой создается плазма δ , и во всех вспомогательных объёмах, включая криостат.

В качестве первого шага на пути создания термоядерной энергетикй представляется Т.р., работающий на DT смеси за счёт большой скорости протекания реакций, чем при др. реакциях синтеза. В перспективе рассматривается возможность создания малорадиоактивного Т.р. на смеси D с ${}^3\text{He}$, в к-ром осп. энергию несут заряж. продукты реакции, а нейтроны возникают лишь в DD и в DT реакциях при выгорании рождающегося в DD реакциях трития. В результате биол. опасность Т.р. может быть, по-видимому, снижена на четыре-пять порядков величины по сравнению с ядерными реакторами деления, отпадает необходимость промышл. обработки радиоакт. материалов и их транспортировки, качественно упрощается захоронение радиоакт. отходов. Впрочем, перспективы создания в будущем экологически чистого Т.р. на смеси D с ${}^3\text{He}$ осложняются проблемой сырья: естеств. концентрация изотопа ${}^3\text{He}$ на Земле составляют миллионные доли от изотопа ${}^4\text{He}$. Поэтому возникает трудный вопрос получения исходного сырья, напр. путём доставки его с Луны.

Лит.: Пистунов В. И., Шатагов Л. Е., Термоядерный реактор на основе токамака, в сб.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 2, М., 1981; Кадомцев Б. Б., Пистунов В.

В. И. Международный токамак-реактор ИНТОР. Физ. 1, «Атомная энергия», 1983, т. 54, в. 2, с. 83; Kadomtsev V. B. [e. a.], OTR—experimental fusion-fission tokamak-reactor concept, in: Fusion reactor design and technology 1986, Vienna, 1987; Report of the International tokamak reactor workshop, organized by Atomic energy Agency, Phase 2A, pt. 3, v. 1, Vienna, 1988; ITER Concept Definition, v. 2, Vienna, 1990; Proceedings of Second Wisconsin Symposium on helium-3 and fusion power Madison, Wisconsin, 19—21 July 1993; Голубов И. Н., Энергетика 21-го века и термоядерные реакторы, сжигатели гелия-3, препринт ИАЭ-5522/8, М., 1992.

В. И. Пистунов.

ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ—реакции слияния лёгких ядер в более тяжёлые; происходит при высоких тем-рах и сопровождается выделением энергии. Устройством для проведения Т.с.—*термоядерный реактор*—находится в стадии разработки. Подробнее см. *Термоядерные реакции, Управление термоядерный синтез*.

ТЁРМЫ СПЕКТРАЛЬНЫЕ—уровни энергии атома, иона или молекулы, характеризующиеся определ. значениями полного орбитального момента L и полного спина S электронов. Тёрмы обозначаются символом $2S+1L$, где $2S+1$ —*мультиплетность* тёрма, а состояния с $L=0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ обозначаются S, P, D, F, G, H, \dots соответственно. Различают Т.с. синглетные (${}^1S, {}^1P, {}^1D, \dots$; спин равен 0), дублетные (${}^2S, {}^2P, {}^2D, \dots$; спин равен $1/2$), триплетные (${}^3S, {}^3P, \dots$; спин равен 1) и т.д.

В приближении центрально-симметричного поля (при учёте только взаимодействия электронов с ядром) энергия атомной системы полностью определяется заданием электронной конфигурации, т.е. главными и орбитальными числами всех её электронов. Учёт эл.-статич. взаимодействия электронов между собой приводит к расщеплению уровня энергии на ряд подуровней—тёрмов, характеризующихся квантовыми числами L и S для моментов L и S соответственно. Число таких подуровней наз. *кратностью* вырождения тёрма, она равна $(2L+1)(2S+1)$ в соответствии с возможными проекциями орбитальных и спиновых моментов на фиксированное направление в пространстве. Взаимное расположение тёрмов одной электронной конфигурации определяется *Хунда правилом*.

Релятивистские эффекты взаимодействия электронов в атоме (прежде всего спин-орбитальное взаимодействие) приводят к расщеплению вырожденного уровня энергии с данными L и S на ряд близких компонент, отличающихся значениями полного момента J , к-рый определяется правилом сложения моментов: $|L-S| \leq J \leq L+S$ (тонкое, или мультиплетное, расщепление). Каждая J -компонента тёрма вырождена $(2J+1)$ раз в соответствии с возможными проекциями момента J . Взаимное расположение мультиплетов подчиняется правилу интервалов Ланде.

Полное (с учётом тонкого расщепления) обозначение Т.с. имеет вид $2S+1L_J$, напр. ${}^2P_{1/2}$ и ${}^2P_{3/2}$ означают Т.с. дублетного расщепления с $L=1, S=1/2, J=1/2$ и $3/2$.

В. П. Шевелько.

ТЁСЛА (Тл)—единица СИ магн. индукции. Названа в честь Н. Теслы (N. Tesla). 1 Тл равен магн. индукции однородного магн. поля, в к-ром на плоский контур с током, имеющий магн. момент 1 А·м², действует макс. вращающий момент, равный 1 Н·м. Другое определение: 1 Тл равен магн. индукции, при к-рой магн. поток сквозь площадку в 1 м², перпендикулярную направлению поля, равен 1 Вб.

ТЁСНЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЁЗДЫ—двойные звёзды, в ходе эволюции к-рых происходит обмен веществом между компонентами. Концепция Т.д.з. восходит к работам Дж. Койпера (G. Kippler) и О. Струве (O. Struve), обративших внимание на роль газовых струй между компонентами в формировании наблюдаемых спектров двойных звёзд (1940-е гг.). Дальнейшее развитие она получила в сер. 1950-х гг., когда стало ясно, что потеря вещества одним из компонентов и аккреция его другим могут существенно влиять на ход их эволюции и приводить к разнообразным наблюдательным проявлениям. Существенным стимулом к изучению Т.д.з. послужило открытие в 1960-х гг. мон-

ных источников рентг. излучения (см. *Рентгеновская астрономия*).

Обмен веществом возможен в двойных звёздных системах, в к-рых первично, расстояние между компонентами не превышает 2000—3000 R_{\odot} (R_{\odot} — радиус Солнца). Ок. 40% всех двойных звёзд являются Т. д. з. К Т. д. з. относятся *переменные звёзды* типа W UMa, типа Алголя, катаклизмы, переменные, мощные источники рентг. излучения, по крайней мере, часть *Вольфа — Райе звёзд* и голубых субкарликов, а также др. объекты. *Сверхновые звёзды* типа I a, нек-рые др. сверхновые типа I, часть быстро вращающихся звёзд и радиопулсаров, но-видимому, являются продуктами эволюции Т. д. з.

Образование Т. д. з. Наблюдательное исследование процесса образования Т. д. з. (так же, как и остальных звёзд) затруднено поглощением оптич. излучения нилью в областях звездообразования. Численное же моделирование этого процесса, к-рое требует трёхмерных газодинамич. расчётов с учётом вращения и магн. поля, ограничено возможностями современных ЭВМ. Упрощённые расчёты, в согласии с аналитич. оценками, показывают, что Т. д. з. образуются при коллизии и фрагментации газоневых облаков с уд. моментом импульса $l \sim (10^{18} - 10^{20}) \cdot (M_0/M_{\odot})^{3/2} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ (M_0 — масса облака, M_{\odot} — масса Солнца). При больших значениях l , вероятно, образуются кратные звёздные системы, а при меньших — одиночные звёзды.

Изолированные Т. д. з. могут возникать при распаде динамически неустойчивых тройных систем, состоящих из Т. д. з. и одиночной звезды. Образование Т. д. з. возможно также в ходе эволюции молодых рассеянных *звёздных скоплений*, при обменных взаимодействиях двойных звёзд с одиночными, неупругих столкновениях одиночных звёзд (когда часть энергии орбитального движения диссипирует в пульсациях). Последние два процесса являются эфф. каналом образования в шаровых скоплениях и *ядрах галактик* очень тесных систем, в к-рых спутником неэволюционировавшей маломассивной (масса $\leq 1 M_{\odot}$) звезды оказывается далеко проэволюционировавший объект (нейтронная звезда, чёрная дыра или белый карлик). Предшественником такого объекта должна быть давно окончившая эволюцию, существенно более массивная звезда (см. *Эволюция звёзд*). Формирование подобных систем в ходе обычного эволюц. процесса маловероятно, т. к. в плотных звёздных агрегатах тесные двойные системы из обычных звёзд распадаются под воздействием столкновений и приливных сил.

Эволюция Т. д. з. Особенности эволюции Т. д. з. являются возможностью перетаскивания вещества компонента (донора) практически без затрат энергии в *полость Роша* (ПР) спутника (аккретора) через окрестности первой точки Лагранжа L_1 , вблизи к-рой градиент давления не уравновешивает силой тяготения. При достижении фотосферы донора своей ПР его вещество начинает стекать вдоль поверхностей равного давления от полюсов к экватору и достигает скорости звука вблизи L_1 , где образует струю с характерным поперечным размером ea (e — отношение изотермич. скорости звука к орбитальной скорости звезды, a — расстояние между компонентами). Струя может приблизиться к аккретору на расстоянии $r_{\text{мкс}} \approx 0,5 a q^{0,37}$, где q — отношение масс донора M_d и аккретора M_a . Если радиус аккретора r_a превышает $r_{\text{мкс}}$, струя непосредственно соударяется со звездой. При $r_a < r_{\text{мкс}}$ образуется кольцо со ср. внеш. радиусом $(1,6 - 1,7) r_{\text{мкс}}$. Наличие вязкости (природа к-рой пока не вполне ясна) приводит к тому, что кольцо расширяется в диск. В месте соударения струи с диском образуется т. н. горячее пятно, излучение к-рого зачастую доминирует в наблюдаемом спектре системы. Радиусу внеш. края диска $r_{\text{мкс}}$ определяется способностью приливных сил перенести момент импульса наружу и передавать его орбитальному движению. Величина $r_{\text{мкс}}$ близка к $1/2$ радиуса ПР аккретора. Внутр. край диска соприкасается с поверхностью аккретора.

Практически все расчёты эволюции Т. д. з. выполнены в предположении о круговых орбитах компонентов и син-

хронности осевого и орбитального вращений. Показано, что отказ от этих предположений не влияет существенно на результаты расчётов. Др. важное предположение — сферич. симметрия звезды. В этом случае скорость потери массы донором определяется радиусом звезды r_d и т. н. радиусом ПР $r_{\text{пр}}$ — радиусом сферы с объёмом, равным объёму ПР при данных a и q . Величина $r_{\text{пр}}$ может быть аппроксимирована след. выражением (П. Эггтон, P. Eggleton, 1983):

$$r_{\text{пр}} = a \frac{0,49q^{2/3}}{0,6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})}, \quad 0 < q < \infty.$$

Скорость потери вещества \dot{M}_d определяется на основе интегрирования потока массы в слоях, лежащих выше поверхности ПР, вблизи L_1 по сечению потока. В поли-тропном приближении для атмосферы звезды

$$\dot{M}_d \sim [(r_d - r_{\text{пр}})/r_d]^{1,5+n},$$

где n — показатель политропа. Потеря звездой небольшого кол-ва вещества при заполнении ПР приводит к нарушению гидростатич. и теплового равновесия оболочки. Подостатки равновесие адиабатически восстанавливается за характерное гидродинамич. время $t_g = (r_d^3/GM_d)^{1/2}$, радиус звезды при этом несколько уменьшается. После восстановления теплового равновесия радиус звезды должен быть близок к e радиусу до потери вещества. Но если величина r_d уменьшилась в результате потери вещества, то звезда до полного восстановления теплового равновесия будет продолжать терять массу в течение характерного кельвиновского (тепловое) времени

$$t_{\text{к}} \approx 3 \cdot 10^7 (M_d/M_{\odot})^{1/2} (R_d/R_{\odot})^{-1} (L/L_{\odot})^{-1} \text{ лет}$$

(L и L_{\odot} — светимости звезды и Солнца). Если радиусы термичеки равновесных звёзд и $r_{\text{пр}}$ уравниваются, дальнейшая потеря вещества возможна вследствие эволюц. расширения звезды. При этом \dot{M}_d определяется характерным временем выгорания ядерного топлива. Продолжение ниспадающей звезды возможно и тогда, когда $r_{\text{пр}}$ уменьшается из-за потери системой момента импульса. При наличии адиабатич. конвективной оболочки (см. *Конвективная зона*) звезда не в состоянии выветрить энергию, к-рая должна выделяться при уменьшении r_d до $r_{\text{пр}}$, радиус звезды практически не уменьшается с уменьшением массы, и потеря вещества происходит за время, близкое к гидродинамическому. Если донор обладает глубокой конвективной оболочкой, устойчивый обмен веществом возможен лишь при $q \leq 0,6$.

Специфич. характер может иметь обмен веществом в Т. д. з., состоящих из *белых карликов*. Поскольку у объектов из вырожденного вещества радиус увеличивается с уменьшением массы, первым заполняет ПР менее массивный компонент системы. С потерей массы радиус карлика может только увеличиваться. Если при этом $r_{\text{пр}}$ уменьшается или растёт медленнее, чем радиус карлика, последний может разрушиться за время, сравнимое с гидродинамическим (неск. минут). При этом должна выделяться энергия $\sim 10^{50}$ эрг, сравнимая с энергией взрыва сверхновой. Поскольку скорость аккреции ограничена, а вещество донора обладает моментом импульса, оно может образовать «тяжёлый» диск или гало (масса к-рых сравнима с M_a) вокруг аккретора.

Исход эволюции донора зависит в осн. от его массы и от радиуса в момент заполнения ПР. На рис. 1 и 2, построенных по результатам численных расчётов разл. авторов, указаны природа продуктов эволюции Т. д. з. и их масса в зависимости от исходной массы и a . Отметим, что ниж. граница масс предшественников чёрных дыр оценивается весьма неопределенно ($\geq 30 M_{\odot}$). Подобным же образом положение предшественников белых карликов, состоящих из смеси О, Ne и Mg, и их массы определяются ориентировочно, т. к. их существование предсказывается, но непосредственно в расчётах эволюции от стадии гл. последовательности (см. *Фигурирующая — Рассела диаграмма*) они пока не получены.

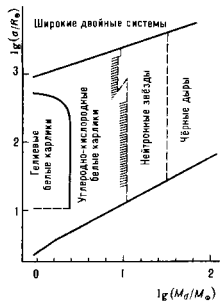


Рис. 1. Продукты эволюции компонентов тесных двойных звезд в зависимости от исходной массы донора M_1 и расстояния между компонентами a в момент заполнения полости Роша. Запиривана область, возможно занимаемая предшествующими кислородно-неоново-магнелевых белых карликов.

В эволюции Т. д. з. важную роль играет поведение аккректора. Расчёты показывают, что если характерное время аккреции меньше характерного теплового времени оболочек аккректора, энергия, выделяющаяся при аккреции, не успевает высвечиваться, и радиусов равновесие оболочки нарушается, свистимость и тлиов звезды значительно возрастают, аккректор может заполнить свою ПР и прийти в контакт с донором. Заполнение аккректором ПР возможно также в случае, когда скорость аккреции превосходит величину, соответствующую критической светимости. Этот фактор играет особенно важную роль в эволюции Т. д. з., в к-рых аккректорами являются белые карлики, нейтронные звезды или чёрные дыры. В итоге у системы может возникнуть общая оболочка. Исследование систем с общими оболочками находится в начальном состоянии из-за сложности процессов, к-рые при этом приходится учитывать. Для упрощённой оценки последствий эволюции Т. д. з. в общих оболочках можно предположить, что за счёт трения, трения двойного ядра об оболочку происходит рассеяние последней, а необходимая для этого энергия черпается из энергии орбитального движения. Это предположение позволяет оценить изменение расстояния между компонентами на стадии общей оболочки. Возникновение общей оболочки возможно также в случае, когда из-за очень большого момента инерции одного из компонентов орбита спутника становится неустойчивой и он входит в атмосферу звезды-гиганта или сверхгиганта. Невозможность образования общих оболочек и сближения в некоторых компонентах наглядно демонстрирует существование катализими, переменных звезд, в к-рых расстояние между вырожденным углеродно-кислородным белым карликом и нормальной звездой всего $\sim R_{\odot}$. В этих Т. д. з. белые карлики, первоначально бывшие ядрами более массивных звезд (неск. M_{\odot}), далеко проэволюционированных звезд, могли сформироваться, только если исходное расстояние между компонентами составляло не менее (30—40) R_{\odot} . Аккрецирующие обычные звезды благодаря увеличению массы могут обогатить в эволюции донора. Возможно также перемешивание аккректора из-за неустойчивости образующегося на его поверхности слоя из вещества донора с более высокой молекулярной массой.

Аккреция на белые карлики и нейтронные звезды приводит к формированию на их поверхности водородного или гелиевого слоя. Тепловое равновесие слоя определяется в осн. нагревом при сжатии вследствие аккреции и охлаждением вследствие лучистого теплоотвода. Слой эволюционирует устойчиво до момента, когда скорость генерации ядерной энергии при сгорании водорода или гелия $\epsilon_{\text{нук}}$ начинают превышать скорость теплоотвода $\epsilon_{\text{лр}}$. Величина $\epsilon_{\text{нук}}$ зависит от темп-ры сильнее, чем $\epsilon_{\text{лр}}$, поэтому происходит перегрев слоя и термоядерный взрыв. Взрыв может сопровождаться выбросом вещества из системы. Подобная неустойчивость проявляется как вспышки новых

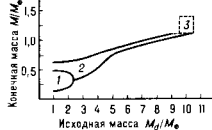
звезд (при аккректорах — белых карликах) или баретерое (в случае нейтронных звезд). Аккрецирующие нейтронные звезды могут наблюдаться также как рентгеновские пульсары.

Неустойчивость аккреционного диска и квазипериодич. выпадение его вещества на звезду также может быть причиной наблюдаемой переменности (новоподобные звезды и транзиентные рентг. источники). Наконец, увеличение массы в результате аккреции может привести к превышению белым карликом $Чандraseкара$ предела M_4 и взрыву сверхновой звезды при загораении углерода в вырожденном веществе. Аналогичным образом масса нейтронной звезды может превысить своё макс. значение, и звезда коллапсирует, превращаясь в чёрную дыру.

Значительную, а в нек-рых случаях и определяющую роль в эволюции Т. д. з. играет потеря системой в целом массы и момента импульса. Наиб. важны потеря массы и момента из общих оболочек, потеря момента за счёт магп. звездного ветра от быстро вращающихся компонентов с конвективными оболочками и при излучении гравитационных волн. Потеря момента посредством двух последних механизмов способна обеспечить заполнение ПР и обмен веществом в случаях, когда масса донора $M_1 \leq 0.8 M_{\odot}$ и характерное время его ядерной эволюции превышает время жизни Галактики. Излучение гравитацион. волн также способно обеспечить слияние пар нейтронных звезд и пар белых карликов (компонентов Т. д. з.). Слияние белых карликов при выполнении определ. условий может привести к взрыву сверхновой. В плотных звездных агрегатах (напр., шаровых скоплениях) сближение компонентов двойных систем, заполнение ПР одним из них и эпизодич. обмен веществом, т. е. превращение системы в Т. д. з., возможны в результате потери момента двойными системами при столкновении последних с одиночными звездами.

В нек-рых случаях обмен веществом происходит без заполнения ПР и принимает форму аккреции вещества мощного звездного ветра от спутника — звезды спектрально-го класса О или В (в рентг. источниках) или красного (сверх)гиганта (в симбиотич. звездах).

Рис. 2. Зависимость масс белых карликов, образующихся в тесных двойных звездах, от исходной массы донора: 1 — гелиевые карлики; 2 — углеродно-кислородные карлики; 3 — кислородно-неоново-магнелевые карлики.



Эволюционные сценарии для Т. д. з. Совокупность данных об эволюции компонентов Т. д. з. даёт возможность строить т. н. эволюционные сценарии, к-рые описывают последовательность превращений системы от пары звезд главной последовательности и до её распада вследствие взрыва сверхновой или возникновения конфигурации, к-рая не успевает проэволюционировать за хаббловское время (напр., относительно широкой пары нейтронных звезд или белых карликов). Сценарии позволяют сопоставлять данные теории и наблюдений, оценивать численность звезд отд. классов, выявлять их генетич. связи, а иногда и предсказывать существование определ. объектов. Поскольку эволюция Т. д. з. зависит от масс компонентов и a , для сценариев характерно значительное число вариантов и ветвлений, особенно для звезд малых и умеренных масс ($M \leq 10$ — $12 M_{\odot}$). Поэтому ограничимся рассмотрением лишь осн. вариантов.

Типичный сценарий эволюции Т. д. з. малых и умеренных масс изображён на рис. 3. Осн. его этапы следующие: 1 — оба компонента находятся на главной последовательности и не заполняют ПР; 2 — на стадии, когда у более массивного компонента (первичного) образовалось гелиевое или углеродно-кислородное вырожденное ядро, он

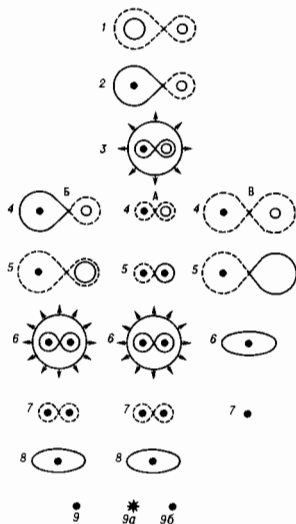


Рис. 3. Типичный эволюционный сценарий для звезд малых и умеренных масс. Незаполненные кружки — обычные звезды, заполненные — вырожденные ядра звезд или белые карлики. Штриховыми линиями показаны полости Роша до заполнения их компонентами, сплошными — после заполнения. Стрелки указывают на истечение вещества. Эллипсы — продукты слияния белых карликов. Звездочки — нейтронные звезды. В варианте А возможно также завершение эволюции без образования связанного остатка после взрыва сверхновой.

заполняет свою ПР, начинается обмен веществом; 3 — у системы формируется общая оболочка.

Далее большинство Т. д. з. с массой вторичного компонента $\geq 0,8 M_{\odot}$ эволюционирует вдоль ветви А: 4 — если в общей оболочке компоненты не сливаются, возникает разделенная система из белого карлика и звезды главной последовательности; 5 — первоначально менее массивный компонент (вторичный) в свою очередь заполняет ПР после образования у него вырожденного ядра; 6 — из-за ограниченности скорости аккреции на белый карлик ($M \leq 10^{-3} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$) возникает общая оболочка; 7 — после рассеяния общей оболочки образуется система из двух белых карликов. Если на этой стадии $a \geq 1 R_{\odot}$, то эволюция системы как Т. д. з. заканчивается; 8 — если же $a \leq 1 R_{\odot}$, то в результате потери момента импульса при излучении гравитационной энергии менее массивный компонент заполняет свою ПР, возможно его разрушение и образование «тяжелого» диска или гало вокруг спутника; 9 — при суммарной массе, большей M_{ch} , возможен коллапс с образованием нейтронной звезды (9a) или взрывное сгорание углерода, к-рое может наблюдаться как сверхновая типа Ia; в последнем случае звезда, вероятно, полностью разрушается. При суммарной массе, меньшей M_{ch} , остаётся одиночный белый карлик (9б).

Небольшая доля Т. д. з. умеренных масс эволюционирует по др. ветвям сценария (но благодаря эффектам селекции эти звезды заметно распространены среди наблюдаемых объектов). 4 (ветвь В) — относительно тесные системы, первичные компоненты к-рых обладают вырожденными гелиевыми ядрами и неглубокими конвективными оболочками, после стадии общей оболочки об-

разуют длительно существующие полуразделённые системы, наблюдаемые как затменные переменные звезды типа Алголя. 5 — эволюция первичного компонента завершается образованием гелиевого белого карлика. 6 — вторичный компонент заполняет свою ПР, возникает общая оболочка. 7 — образуется система из двух гелиевых белых карликов, к-рые при достаточно малом расстоянии между ними могут слиться в одиночный белый карлик.

Другой весьма распространённый класс наблюдаемых объектов — катаклизмы: переменные звезды, возникающие из Т. д. з., в к-рых после стадии 3 спутником белого карлика оказывается звезда гл. последовательности малой массы (4, ветвь В), расположенная достаточно близко для того, чтобы заполнить ПР и устойчиво терять вещество вследствие потери момента импульса посредством магн. звездного ветра и(или) излучения гравитационных волн (5). Неустойчивости, связанные с наклонением вещества в дисках и аккрецированных слоях, объясняют наблюдаемую иррегулярность этих звезд (повторные и классич. новые звезды). Опуская промежуточные этапы эволюции, отметим, что при уменьшении массы донора до $\sim 0,001 M_{\odot}$ он может стать неустойчивым и за характерное гидродинамич. время превратиться в диск (6). Финалом эволюции катаклизмов, переменных звезд, вероятно, является образование одиночных белых карликов (7). Подобно катаклизмам, переменным эволюционируют образующиеся в осн. в результате неунитивных столкновений в плотных звездных системах Т. д. з., в к-рых место белого карлика занимает нейтронная звезда. Эти Т. д. з. проявляются как маломассивные рентг. источники. Отметим также, что компоненты наиболее тесных систем ($a \leq 10 R_{\odot}$, $M \leq 1,5 M_{\odot}$) под влиянием роторного момента за счёт магн. звездного ветра могут приходиться в контакт на стадии гл. последовательности, образуя системы типа WUMA (хорошо доступные наблюдениям благодаря затмениям, а потому широко представленные среди наблюдаемых Т. д. з.). Эволюция звезд этого типа заканчивается, вероятно, слиянием компонентов.

Эволюц. сценарий для массивных Т. д. з. относительно более простой, чем для звезд умеренных масс, т. к. в меньшей степени зависит от исходного расстояния между компонентами. Эволюция компонен-

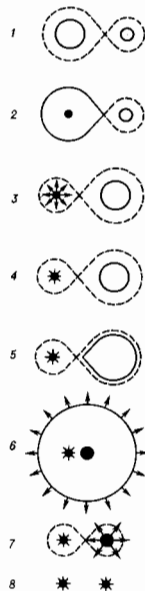


Рис. 4. Типичный эволюционный сценарий для массивных тесных двойных звезд. Заполненные кружки — гелиевые ядра звезд. Остальные обозначения те же, что и на рис. 3.

тов массивных Т. д. з. заканчивается образованием нейтронных звезд при исходных массах $\leq (30-50) M_{\odot}$ и чёрных дыр при больших массах. Типичный сценарий эволюции массивных Т. д. з. изображен на рис. 4. 1 — пара из двух звезд главной последовательности. 2 — после образования гелиевого ядра первичный компонент заполняет свою ПР. 3 — после потери большей части водородной оболочки донор превращается в горячую звезду Вольфа — Райе, к-рая имеет гелиевое ядро и продолжает терять за счёт звездного ветра остатки оболочки, а затем и вещество ядра. 4 — после образования у донора ядра из элементов группы железа он коллапсирует, взрываясь

как сверхновая типа I b с образованием нейтронной звезды или черной дыры. 5 — на стадии, когда вторичный компонент близок к заглохению своей ПР, аккреция звездного ветра релятивистским объектом приводит к появлению мощного рентг. излучения. 6 — после заполнения вторичным компонентом ПР у системы (нейтронная звезда + гелиевое ядро вторичного компонента) образуется истекающая общая оболочка. 7 — потеря общей оболочки приводит к образованию в системе второй звезды Вольфа — Райса. 8 — эволюция звезды Вольфа — Райе заканчивается взрывом сверхновой, в результате к-рого Т. д. з., как правило, распадается и появляются две одиночные нейтронные звезды с большими пространственными скоростями. Если второй взрыв сверхновой не разрушает систему, а образующаяся пара нейтронных звезд достаточно тесна, слияние компонентов может сопровождаться мощным импульсом излучения гравитационных волн. Отметим, что внутри общей оболочки (стадия 6) возможно слияние компонентов и образование (нока гипотезы) красных сверхгигантов с нейтронными ядрами, эволюция к-рых заканчивается появлением одиночных нейтронных звезд.

Лит.: Масевич А. Г., Тутуков А. В., Эволюция звезд: теория и наблюдения, М., 1988; Современные проблемы физики и эволюции звезд, под ред. А. Г. Масевич, М., 1989; Бисноватый-Коган Г. С., Физические вопросы теории звездной эволюции, М., 1989.

Л. Р. Юнгелсон.

ТЕТА-ФУНКЦИЯ (θ -функция) — 1) обобщенная ф-ция

$$\theta(x) = 1, x \geq 0; \theta(x) = 0, x < 0$$

(ф-ция Хевисайда). Производная Т.-ф. равна дельта-функции $\theta'(x) = \delta(x)$. 2) Квазидвоконформная целая функция комплексного переменного z , т. е. ф-ция $\theta(z)$, имеющая кроме периода ω еще квазипериод $\omega\tau$, $\text{Im}\tau > 0$, при прибавлении к-рого к значению аргумента значение ф-ции умножается на нек-рый мультипликатор $\varphi(z)$. Иначе говоря, имеют место тождества по z :

$$\theta(z + \omega) = \theta(z), \theta(z + \omega\tau) = \varphi(z)\theta(z).$$

Как периодическая целая ф-ция, Т.-ф. всегда представляема рядом

$$\theta(z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} c_n \exp\left(\frac{2\pi i n z}{\omega}\right). \quad (1)$$

в к-ром подбор коэффициентов c_n должен обеспечивать сходимость. Ряды (1) наз. тета-рядами (по причине первонач. обозначений). Возможны и иные представления Т.-ф., напр. в виде бесконечного произведения.

В приложении обычно ограничиваются мультипликаторами вида

$$\varphi(z) = q \exp(-2\pi i k z),$$

где k — натуральное число, наз. порядком или весом Т.-ф., q — числовой множитель. Сходимость обеспечивается, напр., коэффициентами вида

$$c_n = \exp(an^2 + 2bn + c), \text{Re} a < 0.$$

Во мн. вопросах удобны Т.-ф., удовлетворяющие условиям

$$\theta(z+1) = \theta(z), \theta(z+\tau) = \theta(z) \exp(-2\pi i k z). \quad (2)$$

Все Т.-ф. вида (2) одного и того же порядка k составляют векторное пространство размерности k . Базис этого пространства можно занести в виде

$$\theta_r(z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \exp\{\pi i n [k(s-1) + 2r] + 2\pi i (ks + r)z\}, \\ r = 0, 1, \dots, k-1.$$

Отд. примеры Т.-ф. встречаются уже в работах Я. Бернулди (J. Bernoulli, 1713), Л. Эйлера (L. Euler), в теории теплопроводности Ж. Фурье (J. Fourier), К. Якоби (C. Jacobi) подверг Т.-ф. систематич. исследованию, выделил четыре специальные Т.-ф., к-рые и лежали в основу своей теории эллиптических функций.

Т.-ф. Якоби $\theta_0(z)$, $\theta_1(z)$, $\theta_2(z)$, $\theta_3(z)$ представляют собой след. ряды, абсолютно и равномерноходящиеся на компактах плоскости комплексного переменного z :

$$\theta_0(z) = \theta_0(z; \tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m \exp(i\pi m^2 \tau) \exp(2i\pi m z) = \\ = 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \exp(i\pi m^2 \tau) \cos(2\pi m z);$$

$$\theta_1(z) = \theta_1(z; \tau) = i \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m \exp\left[i\pi \left(\frac{2m-1}{2}\right)^2 \tau\right] \exp \times \\ \times [(2m-1)\pi z] = 2 \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \exp\left[i\pi \left(\frac{2m+1}{2}\right)^2 \tau\right] \times \\ \times \sin[(2m+1)\pi z];$$

$$\theta_2(z) = \theta_2(z; \tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\left[i\pi \left(\frac{2m-1}{2}\right)^2 \tau\right] \times \\ \times \exp[(2m-1)\pi z] = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \exp\left[i\pi \left(\frac{2m+1}{2}\right)^2 \tau\right] \times \\ \times \cos[(2m+1)\pi z];$$

$$\theta_3(z) = \theta_3(z; \tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(i\pi m^2 \tau) \exp(2i\pi m z) = \\ = 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \exp(i\pi m^2 \tau) \cos(2\pi m z).$$

Эти ряды достаточно быстро сходятся. Обозначения $\theta_0(z)$, $\theta_1(z)$, $\theta_2(z)$, $\theta_3(z)$ восходят к К. Вейерштрассу (K. Weierstrass). Вместо $\theta_0(z)$ часто пишут $\theta_4(z)$, имеются и др. системы обозначений.

Все Т.-ф. Якоби представляют собой целые трансцендентные ф-ции комплексного переменного z , причём $\theta_1(z)$ — нечётная ф-ция, а остальные ф-ции $\theta_0(z)$, $\theta_2(z)$, $\theta_3(z)$ — чётные.

Имеют место след. соотношения периодичности:

$$\theta_0(z \pm 1) = \theta_0(z), \theta_0(z \pm \tau) = -\exp(-i\pi\tau) \exp(\mp 2i\pi z) \theta_0(z); \\ \theta_1(z \pm 1) = -\theta_1(z), \theta_1(z \pm \tau) = -\exp(-i\pi\tau) \exp(\mp 2i\pi z) \theta_1(z); \\ \theta_2(z \pm 1) = -\theta_2(z), \theta_2(z \pm \tau) = \exp(-i\pi\tau) \exp(\mp 2i\pi z) \theta_2(z); \\ \theta_3(z \pm 1) = \theta_3(z), \theta_3(z \pm \tau) = \exp(-i\pi\tau) \exp(\mp 2i\pi z) \theta_3(z).$$

из к-рых вытекает, что Т.-ф. Якоби являются эллиптическими ФФ III рода но Эрмиту.

Т.-ф. Якоби связаны между собой ф-лами преобразования:

$$\theta_0\left(z \pm \frac{1}{2}\right) = \theta_3(z), \\ \theta_0\left(z \pm \frac{\tau}{2}\right) = \pm i \exp\left(-i\pi \frac{\tau}{4}\right) \exp(\mp i\pi z) \theta_1(z); \\ \theta_1\left(z \pm \frac{1}{2}\right) = \pm \theta_2(z), \\ \theta_1\left(z \pm \frac{\tau}{2}\right) = \pm i \exp\left(-i\pi \frac{\tau}{4}\right) \exp(\mp i\pi z) \theta_0(z); \\ \theta_2\left(z \pm \frac{1}{2}\right) = \mp \theta_1(z), \\ \theta_2\left(z \pm \frac{\tau}{2}\right) = \exp\left(-i\pi \frac{\tau}{4}\right) \exp(\mp i\pi z) \theta_3(z); \\ \theta_3\left(z \pm \frac{1}{2}\right) = \theta_0(z), \\ \theta_3\left(z \pm \frac{\tau}{2}\right) = \exp\left(-i\pi \frac{\tau}{4}\right) \exp(\mp i\pi z) \theta_2(z).$$

Все четыре Т.-ф. удовлетворяют одному и тому же дифференциальному уравнению:

$$\Delta^2 \theta / \Delta z^2 = 4\pi i \partial \theta / \partial t.$$

Существуют также обобщения Т.-ф. на случай многих комплексных переменных. В физике Т.-ф. естественно возникают, в частности, в определении меры интегрирования функционального интеграла в *теории струн*.

Лит.: Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж.-Н. Курс современного анализа. пер. с англ., 2 изд., ч. 2, М., 1963; Гурвиц А., Курат П., Теория функций. пер. с нем., М., 1968. *Е. Д. Соломцев.*

ТЕХНЕЦИЙ (лат. Technetium), Tc—радиоакт. хим. элемент VII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 43, первый из искусственно полученных хим. элементов. Наиб. долгоживущие радионуклиды ^{98}Tc ($T_{1/2} = 4,2 \cdot 10^6$ лет) и доступный в заметных кол-вах ^{99}Tc ($2,13 \cdot 10^5$ лет). Ат. масса ^{99}Tc 98,9062. Впервые синтезированы К. Перрье (С. Perrier) и Э. Сегре (E. Segre) (1937) бомбардировкой ядер Мо дейтронами. В низкотемп. кол-вах обнаружен в урановых рудах, где Т. образуется при делянии ядер урана. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2 3d^5 4p^5 5s^1$. Энергия последоват. ионизации 7,28, 15,26, 29,54 эВ. Кристаллохим. радиус атома Тс 0,136 нм, радиусы ионов Tc^{2+} 0,057 нм, Tc^{4+} 0,072 нм, Tc^{2+} 0,095 нм. Значение электроотрицательности 1,9. Работа выхода электронов 4,4 эВ.

В свободном виде—сербристо-серый металл, обладает гексагональной плотноупакованной кристаллич. решеткой с параметрами $a = 273,5$ нм, $c = 439,1$ нм (в тонких слоях Т. известна модификация с кубич. гранцентрированной кристаллич. решеткой). Плотн. 11,5 г/см 3 , $t_{\text{пл}} = 2172$ К, $t_{\text{кип}} = 4877$ К, теплоемкость $c_p = 24$ Дж/(моль·К), теплота плавления 24 кДж/моль, теплота сублимации 650 кДж/моль. Парамагнетизм, магн. восприимчивость $+2,7 \cdot 10^{-9}$ (при 298 К). Уд. электр. сопротивление 0,169 мкОм·м (при 0 К), теплопроводность 49,8 Вт/(м·К) (при 300 К). Коэф. линейного теплового расширения $(7,2 - 8,9) \cdot 10^{-6}$ К $^{-1}$.

Степени окисления от -1 до +7, наиболее устойчивая +7. Радионуклид ^{99}Tc можно использовать как пост-источник β -частиц в разл. радионуклидных приборах. ^{99}Tc ($T_{1/2} = 6,02$ ч, γ -излучатель) находит применение в медицинской диагностике. Возможно использование соединений Тс как ингибиторов коррозии. *С. С. Бердникова.*

ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ—направленные квазинейтральные потоки тяжелой (ионной) компоненты плазмы. (Скорости электронов и ионов могут сильно различаться, но квазинейтральность сохраняется.) Т. п. являются общим свойством практически всех плазменных систем, хотя факторы, вызывающие эти течения, в разл. системах разные. При конкретном рассмотрении Т. п. можно разделить на потоки в космич. условиях (*ионосфера, солнечный ветер*, внешняя и внутренняя части Солнца и звезд и т. д.) и в «лабораторных» условиях в тех или иных плазменных установках. Для космической плазмы характерны большие размеры и скорости течения и, как следствие, большие магн. Рейнольдса числа ($R_m \gg 1$), что позволяет большой круг явлений описывать идеальной магнитной гидродинамикой [Х. Альвен (H. Alven), 1940-е гг.]. Однако во мн. случаях принципиально необходимо кинетич. описание течений космич. плазмы, когда рассматриваются процессы на пространственных масштабах меньше длины свободного пробега. Классич. примерами являются *бесстолкновительные ударные волны*, возникающие при обтекании магнитосферы Земли солнечным ветром, а также космич. лучн. в конце концов так порождаемые течениями космич. плазмы. Динамика космич. потоков, как правило, очень сложна, что в большей степени связано не только со сложным перелетением гидродинамич. и кинетич. процессов, но и с трёхмерным характером этих процессов (см. *Магнитосфера Земли, Магнитосфера планеты, Радиационный пояс*).

Ситуация в лаб. плазодинамич. системах во многом проще для изучения, т. к. они легко воспроизводятся и обычно на макроуровне (т. е. на уровне процесса в целом) обладают симметрией. Ниже будут рассмотрены только лаб. Т. п.

Течения лабораторной плазмы—это искусственно созданные Т. п. в установках, имеющих разл. параметры в зависимости от типа установки. Поэтому ниже, вместо того чтобы говорить о «классе течений», можно во мн. случаях говорить о классе установок, в к-рых данные течения реализуются. Большинство течений лаб. плазмы можно во своейственной им макроструктуре сгруппировать в след. весьма широкие классы.

1. Т. п., создаваемые генераторами плазменных потоков: *сильноточными ионными источниками*, *импульсными и стационарными; плазменными ускорителями; плазмотронами*.

2. Т. п., возникающие в рекуператорах, в к-рых кинетич. энергия плазменных потоков превращается в электрическую: рекуператоры энергии квазинейтральных и заряж. *ионных пучков, магнитогидродинамические генераторы*, плазменные «поршневые» рекуператоры.

3. Течения квазинейтральных плазменных потоков в *плазмотронических системах*, таких как эл.-магн. сепараторы, магн. отклоняющие и фокусирующие системы, плазменные линии, магнитозлектрич. плазмоды и сепарирующие системы, зет-ничные фокусирующие системы.

4. Компрессионные Т. п., сопровождающиеся её сильным сжатием: зет- и тета-пучки, в т. ч. нецилиндрические зет-пучки (*плазменный фокус*); микроничи; *магнитоплазменные компресоры*.

5. Ударные и радиационные ударные волны; бесстолкновительные и столкновительные ударные волны; силовое излучение ударные волны; *ионизационные волны; лазерная искра* (см. *Лазерная плазма, Оптические разряды*); *дозуковые и сверхзвуковые радиац. волны*.

6. Обтекание плазмой твёрдых поверхностей: течения вис. пограничных слоёв; дебаевские, ларморские, вязкостные, ионизационные и др. пограничные слои; течения, сопровождающиеся модификацией поверхностей под действием плазменных потоков, в т. ч. аномальные формы эрозии поверхностей в скреждённых эл.-магн. полях (см. также *Плазменная технология*).

7. Взаимодействие плазменных потоков с органическими магн. полями: обтекание магн. полей проводников с током; вход в магн. поле бесстолкновительной и плотной плазмы; движение плазменных струток и струй в ограниченных магн. полях разн. конфигурации.

8. Т. п. в магнитных ловушках: диффузия плазмы из центр. областей ловушек на периферию; вращение плазмы в ловушках и плазменных центрифугах; уход плазмы в «пробки» открытых *магнитных ловушек*; течение в *волноводах плазменных*; течения в окрестности диверторных слоёв; формирование плазменных струток в виде компактных торов.

9. Движение плазменных потоков в атмосфере: горение дуги в атмосфере (см. *Дуговой разряд*); выход плазменных потоков из плазмотрона в атмосферу; растекание плазменных струток в ионосфере.

10. Генерация плазменных потоков при воздействии мощных лазерных и электронных потоков на твёрдую (жидкую) поверхность: облучение термоядерных мишеней (см. *Лазерный термоядерный синтез*); лазерная и электронно-лучевая обработка деталей (см. *Лазерная технология*).

Теоретические модели Т. п. Расчёт Т. п. в лаб. системах требует в общем случае рассмотрения не только динамики ионов и электронов в осп. объёме, но и расчётов процессов создания плазмы в зонах ионизации и целой системы приэкстродных и пограничных слоёв, а во мн. случаях—и разрушения самих поверхностей.

Для описания ионизации и, в частности, связанных с нею энергетич. затрат, к-рые в расчёте на частицу всегда больше потенциала ионизации (причём иногда в десятки раз), необходимо рассмотреть все цепочки процессов трансформации частиц (возбуждение колебательных и электронных уровней, диссоциацию и т. д.), а также самосогласованно описать излучение плазмы, сопровождающее эти процессы. Необходимость в методах самосо-

глобального описания динамики трансформирующейся плазмы с учётом излучения привела к новому спец. направлению ралица, плазмодинамики, тесно примыкающего к области, называемой химией плазмы (см. *Плазмохимия*). Количеств. учёт *переноса излучения* в плазмодинамич. системах требует громоздких расчётов, выполняемых реально только с помощью ЭВМ.

Расчёт пограничных слоёв имеет свою трудность, т. к. во мн. случаях здесь необходимо кинетич. модели. Если же речь идёт о потоках достаточно плотной плазмы, то вблизи стенки возникает «рейскилинг», т. е. повторная ионизация атомов, образовавшихся при рекомбинации ионов на стенке. Расчёт зоны рейскилинга требует, в принципе, тех же моделей, что и расчёт зоны нерывной ионизации [2]. Т. о., реалистич. описание Т. п. очень сложно и может быть выполнено только с помощью ЭВМ. На самом деле ситуация ещё сложнее, т. к. необходимо ещё учитывать коллективные процессы в плазме, к-рые ведут к генерации волн, взрыв. солитонов и т. д., т. е. к турбулизации потока. В этих условиях большое значение имеют простые, легко расчётываемые качеств. модели, к-рые позволяют выявить мн. существенные черты макропроцессов и к-рые затем уточняются на основе эксперим. данных. Если свободные пробеги электронов и ионов велики по сравнению с размерами системы, то все компоненты, как правило, требуют кинетич. рассмотрения. Такие условия имеют место, напр., в ускорителях с замкнутым дрейфом [3] (см. также *Притисционная проводимость*).

В случае более плотной плазмы во мн. случаях оказываются эффективными «гибридные» приближения, при к-ром динамика тяжёлых частиц описывается с помощью кинетич. ур-ний (как правило, без учёта упругих столкновений), а динамика электронов — гидродинамическими ур-ниями. Оно справедливо, если время свободного пробега ионов $\tau_{i0} \gg \tau_{De} = L_D$ — времени жизни ионов в системе (L_D — характерный масштаб неоднородности), а время свободного пробега электронов $\tau_{e0} \ll \tau_{De}$ — времени жизни электронов в системе. Гибридные приближения использовались ещё в 1920-х гг. И. Ленгмюром и Л. Тонком. В последующем оно применено, в частности, при анализе *плазмотермических систем* [4] и обтекания спутников ионосферной плазмой [5].

Для описания динамики плотной плазмы используются, как правило, *внухжидкостная гидродинамика плазмы* — модель с двумя «жидкостями», электронной и ионной. Одножидкостная магн. гидродинамика из-за большой разницы скоростей ионов и электронов в этих плазменных системах, т. е. из-за сильно выраженного *Холла эффекта*.

Во мн. случаях предварительную информацию о течении плотной плазмы можно получить, рассматривая квазиодномерные течения в узких трубках потока. Следует также отметить, что если плазму, текущую в широком канале, можно считать идеальной, η — ширина канала h медленно изменяется вдоль его осн. z (т. е. можно пренебречь членами $(\partial h/\partial z)^2$), то расчёт двумерного течения во мн. интересных случаях можно свести к квадратурам [4].

Лит.: 1) Радиационная плазмодинамика, под ред. Ю. С. Протопова, т. 1, М., 1991; 2) Вопросы теории плазмы, в. 18, под ред. Б. Б. Каоменца, М., 1990; 3) Ионные инжекторы и плазменные ускорители, под ред. А. И. Морозова, Н. Н. Семашко, М., 1990; см. также лит. по ст. *Плазмотермические системы, Плазменные ускорители, Магнитная гидродинамика, Магнитогидродинамический генератор*, А. И. Морозов.

ТИКСОТРОПИЯ — способность нек-рых дисперсных систем обратно разжижаться при достаточно интенсивных механич. воздействиях (перемешивании, встряхивании) и отдавать (терять текучесть) при пребывании в покое. Т. — характерное свойство коагуляц. структур, к-рые могут подвергаться разрушению неограниченное число раз, причём каждый раз их свойства полностью восстанавливаются. Примерами типичных тиксотропных структур могут служить системы, образующиеся при коагуляции водных коллоидных дисперсий гидроксида железа, гидроксида алюминия, пикнокиа ванадия, сульфидов бентонита, каолина.

Механич. свойства тиксотропных структур характеризуются значениями трёх параметров (П. А. Ребиндер): наибольший эфф. вязкости η_0 практически неразрушенной структуры, наименьшей эфф. вязкости η_m предельно разрушенной структуры и предельного напряжения сдвига P_0 . Зависимость эфф. вязкости η от приложенного напряжения сдвига P может быть описана ур-нием

$$\eta = \eta_m + (\eta_0 - \eta_m) \frac{P/P_0}{sh(P/P_0)}$$

При малых значениях P , не нарушающих покоя или вызывающих очень медленное течение, структура обладает свойствами твёрдого тела, т. к. скорость её восстановления в этих условиях превышает скорость разрушения. При $P \gg P_0$ система оказывается предельно разрушенной и представляет собой жидкость с небольшой вязкостью η_m . Величина P_0 характеризует прочность неразрушенной структуры. Процесс восстановления разрушенной структуры в покое может быть охарактеризован нарастанием прочности во времени.

В ряде случаев приложение небольших P и деформирование с небольшой скоростью ускоряют нарастание прочности и структурирование дисперсных систем: это явление наз. реопексией. Иногда у концентрированных дисперсных систем (паст) обнаруживается дилатансия — возрастание η с увеличением скорости деформирования, сопровождающееся нек-рым увеличением объёма, занимаемого системой: при деформировании твёрдые частицы образуют более рыхлый каркас и имеющейся жидкой среды оказывается недостаточно для того, чтобы обеспечить системе подвижность.

Т. дисперсных систем имеет большое практич. значение. Тиксотропными свойствами должны обладать консистентные смазки, лакокрасочные материалы, керамика, массы, промывные растворы, применяемые при бурении скважин, мн. пищевые продукты. И. В. Иодовски.

ТИНДАЛЯ ЭФФЕКТ — свечение оптически неоднородной среды вследствие рассеяния проходящего через неё света. Обусловлен *дифракцией света* на отд. частицах или элементарной структурной неоднородности среды, размер к-рых намного меньше длины волны рассеиваемого света. Характерен для коллоидных систем (напр., гидрозолей, табачного дыма) с низкой концентрацией частиц дисперсной фазы, имеющих показатель преломления, отличный от показателя преломления дисперсионной среды. Обычно наблюдается в виде светлого конуса на тёмном фоне (конус Тиндалля) при пропускании сфокусированного светового пучка сбоку через стеклянную кювету с плоскопараллельными стенками, заполненную коллоидным раствором. Коротковолновый составляющая белого (немонокроматического) света рассеивается коллоидными частицами сильнее длинноволновой, поэтому образованный им конус Тиндалля в непоглощающей среде имеет голубой оттенок.

Т. э. по существу то же, что опалесценция. Но традиционный первый термин отност. к иттенсивному рассеянию света в ограниченном пространстве по ходу падающего луча, а второй — к слабому рассеянию света во всем объёме наблюдаемого объекта.

На явление свечения неоднородной среды при прохождении через неё света впервые обратил внимание М. Фарадей (М. Faraday, 1857), Дж. Тиндалль (J. Tyndall), по имени к-рого оно получило своё название, подробно описал его (1868), а Дж. Рэлей (J. Rayleigh) и Г. Ми (G. Mie) дали ему (соответственно в 1871 и 1908) теоретич. трактовку.

Т. э. воспринимается светочувств. нек-рой частью объёма рассеивающей сф. системы. На самом деле свет исходит от отд. точек — дифракционных пятен, хорошо различимых под оптич. микроскопом при достаточно сильном освещении разбавленного зольа. Иттенсивность рассеянного в данном направлении света (при пост. параметрах падающего света) зависит от числа рассеивающих частиц и их размера.

Основанные на Т. э. оптич. методы обнаружения, определения размера и концентрации коллоидных частиц [ультрамикроскопия (см. *Ультрамикроскоп.*), нефелометрия] широко применяются в науч. исследованиях и промышл. практике.

Лит. см. при статьях *Рассеяние света*, *Мутные среды*, *Ультрамикроскоп.*

ТИРАТРО́Н — газоразрядный прибор с источным управлением моментом возникновения (зажигания) несамостоятельного дугового или самостоятельного тлеющего разряда. В зависимости от вида газового разряда в Т. используется либо накаливаемый, либо холодный катод. В отличие от вакуумного триода, в Т. после возникновения электрич. тока между анодом и катодом сетка теряет своё управляющее действие, т. к. вблизи её отверстий образуется слой положительных ионов, нейтрализующий отрицат. заряд сетки. Чтобы погасить разряд в Т., анодное напряжение необходимо снизить до значения, меньшего, чем напряжение горения разряда. Т. изобретён А. Халлом (A. Hull) в 1929. Подробнее о Т. см. в ст. *Ионные приборы*.

ТИ́РНИНГ-НЕУСТО́ЙЧИВОСТИ — неустойчивости неоднородной плазмы с током, находящейся в магн. поле, к-рые развиваются в окрестности *нейтральной токовой слои* либо *X-линий* и сопровождаются изменением топологии магн. поля, заключающимися в разрыве и *пересоединении* магн. силовых линий. По этой причине Т.-н. (tearing instabilities) наз. также разрывными. В результате развития Т.-н. в плазме возбуждаются тиринг-моды — возмущения плазмы, соответствующие личичаванию равновесного тока, и, в частности, образованию т. н. магн. островов (областей плазмы с замкнутыми магн. силовыми линиями). Типичные конфигурации равновесного магн. поля для случаев нейтрального слоя и нейтральной X-линии приведены соответственно на рис. 1 и 2.

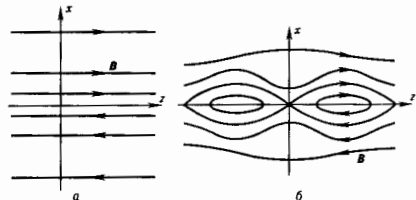


Рис. 1. Конфигурация равновесного магнитного поля нейтрального слоя (а), образование магнитных островов (б).

В случае идеальной проводимости магн. поле заморожено в плазму и пересоединение магн. силовых линий невозможно. Для развития Т.-н. условие замороженности должно быть нарушено. Это возможно при действии след. факторов: столкновения частиц плазмы, *Ландау затухания*, инерция носителей заряда, рассеяния частиц на турбулентных пульсациях, обусловленных микронеустойчивостями, с эфф. частотой столкновений $\nu_{\text{эф}}$. В зависимости от соотношения между *инкрементом* неустойчивости γ и частотой столкновений резонансных частиц ν различают бестолкновительный ($\gamma > \nu$) либо столкновительный ($\gamma < \nu$) режимы Т.-н.

Простейший пример Т.-н. реализуется в модели Харриса, описывающей неустойчивость плоского слоя плазмы толщиной L с плотностью равновесного тока $J_z(x) = -(B_0/4\pi L)/ch^2(x/L)$, к-рый создаёт конфигурацию с обращённым магн. полем $B_z(x) = B_0 \text{th}(x/L)$ (рис. 1, а). В бестолкновит. плазме раскраска тиринг-моды за счёт черенковского резонанса с электронами происходит с характерным инкрементом

$$\gamma(k) \sim (v_{\text{т}}/L)(r_{\text{г}}/L)^{3/2}(1 - k^2 L^2)$$

для возмущений с продольными длинами волн $\lambda_z > 2\pi L$. При возбуждении одной тиринг-моды конфигурация магн. поля в окрестности нейтрального слоя эволюционирует к образованию магн. островов (рис. 1, б). На уровне нелинейного насыщения Т.-н. ширина магн. острова становится

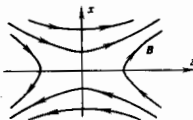


Рис. 2. Равновесное магнитное поле для нейтральной X-линии.

порядка ширины слоя перемыкания для тепловых ионов $\delta x \sim (L r_{\text{г}})^{1/2}$, где $r_{\text{г}}$ — ларморовский радиус ионов. В бестолкновительной плазме Т.-н. стабилизируется при достаточном сильном размытии нейтрального слоя, когда выполнено условие $L \gg r_{\text{г}}$.

В плоских слоях с широким магн. поля вида $B = B_1(x)e_x + B_z e_z$, место локализации Т.-н. $x \sim x_0$ определяется условием $k_z(x) = kB = 0$, где k — волновой вектор тиринг-моды. Ширина магн. острова, создаваемого отдельной тиринг-модой с амплитудой магн. поля δB_{\perp} , равна $\Delta x_1 = 2(\delta B_{\perp}/B)^{1/2}$, здесь $x = dk_z/dz$. При этом тиринг-мода не является чисто поперечной, а содержит дрейфовую моду и может быть стабилизирована на линейном уровне за счёт перекачки своей энергии в дрейфовые колебания. Устойчивость тиринг-моды повышается также при наложении на плазму дополнит. магн. поля B_x , направленного поперёк нейтрального слоя.

При возбуждении тиринг-турбулентности либо отдельных тиринг-мод с перекрывающимися магн. островами происходит стохастизация магн. силовых линий и, как следствие, повышение диффузии плазмы через нейтральный слой.

Нелинейное насыщение Т.-н. обусловлено захватом резонансных частиц в магн. острова, квазилинейной релаксацией анизотропной f-шии распределения частиц плазмы по скоростям и уширением магн. островов до размеров токового слоя.

Лит. — Furth H., Killeen Y., Rosenbluth M., Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch, «Physics of Fluids», 1963, v. 6, p. 459; Zeleny L. M., Taktakishvili A. L., Spontaneous magnetic reconnection mechanisms in plasma, «Astrophys. and Space Science», 1987, v. 134, p. 185; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галева, Р. Судана, т. 2, М., 1984.

ТИ́РИСТО́Р — трёхэлектродный полупроводниковый прибор, состоящий из трёх *p-n-переходов*, взаимодействие между к-рыми приводит к тому, что прибор может находиться в одном из двух устойчивых состояний — с низким — с высоким сопротивлением и включённом — с низким. Полупроводниковая структура Т. состоит из четырёх слоёв чередующегося типа проводимости (n^+pnp^+ ; рис. 1), образующих три расположенных друг над другом *p-n-перехода*. Внутренний базовый *p-слой* обычно выполняется свальдолегированным (концентрация примеси $N = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и тонким, чтобы обеспечить достаточно высокий (0,7—0,9) коэф. переноса в *n-p*-транзистора (см. *Транзистор bipolarный*). Базовый *p-слой* выполняется относительно толстым и слаболегированным ($N = 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$). При приложении внеш. напряжения указанной на рис. 1 полярности (прямое смещение) крайние переходы \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 (эммитеры) смещены в проводящем, а центральный K_1 (коллектор) — в запиорном направлении; его область пространственного заряда (ОПЗ) расположена почти полностью в *n-обла.* Эммиттер \mathcal{E}_2 обычно имеет распределённые по всей площади шунтирующие каналы, выполненные в виде выходов *p-слоя* сквозь *n-слой* к металлическому контакту. Процессы, определяющие возможность переключения, протекают след. образом. Электронно-дырочные пары, генерируемые, напр., теплом в ОПЗ, разделяются полем; дырки и электроны выбрасываются в *p-* и *n-*

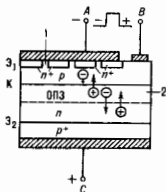


Рис. 1. Четырёхслойная $p-n-p-n-p$ -структура тиристора: АС—основная цепь; АВ—цепь управления; I_1 —шунтирующие каналы; 2—ОПЗ коллектора.

базы, соответственно понижают потенц. барьеры эмиттеров \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 , что приводит к соответствующей инжекции неосновных носителей в базы. Эти носители диффундируют через базовые области, частично рекомбинируя с осн. носителями, а затем выбрасываются полем через ОПЗ в соответствующие базы уже в качестве осн. носителей, понижают барьеры \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 и т. д. Т. л. находится в устойчивом запертом состоянии до тех пор, пока кол-во носителей, поступающих в базовые слои, не превышает их потерь из-за рекомбинации и ухода в эмиттеры. С ростом приложенного напряжения растёт протекающий через n^+pnp -структуру ток из-за расширения ОПЗ и увеличения тока в ней, приводящих к увеличению тока утечки. Возрастание тока ведёт к относительному уменьшению потерь; это связано в осн. с ростом инжекционной компоненты тока эмиттерных переходов и полемому ускорению нерешено носителей через n -базу. Поэтому при определ. напряжении поступление носителей начинает превышать потери. Этот процесс вследствие пологости характера *обратной связи* нарастает лавинообразно и приводит к заполнению базовых областей электроно-дырочной плазмой большой плотности (см. *Плазма твердых тел*), смещение коллектора вследствие этого меняет знак, и прибор переходит во включённое состояние. Шунтирующие каналы в эмиттере \mathcal{E}_1 , увеличивающие потери дырок в p -базе, позволяют поднять напряжение нерешечения вплоть до напряжения лавинного пробоя коллектора. Вольт-амперная характеристика (ВАХ), определяемая вышеописанными процессами, показана на рис. 2; она описывается выражением

$$j_{ко}(U) = j[1 - \alpha_1(j) - \alpha_2(j_2 U)], \quad (1)$$

где $j_{ко}$ —ток утечки коллекторного перехода; α_1 , α_2 —коэф. усиления n^+p - и p^+np -транзисторов, составляющих n^+pnp -структуру. Из (1) следует, что условием переключения ($j_{ко} \rightarrow 0$, т. е. $U \rightarrow 0$) приближенно можно считать $(\alpha_1 + \alpha_2) \rightarrow 1$. Переключение n^+pnp -структуры можно осуществить не повышением напряжения, а, напр., импульсом света с энергией кванта, достаточной для генерации электроно-дырочных пар (фототиристор), или инжекцией

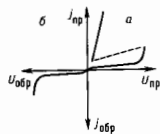


Рис. 2. ВАХ тиристора: а—при прямом смещении; б—при обратном смещении.

электронов эмиттером \mathcal{E}_1 при иррадиации импульса тока в цепи АВ (рис. 1). В этом случае из-за большого тангенциального соотношения p -базы инжектирует узкая область эмиттера вдоль границы с электродом управления В. Процесс включения происходит только в этой области, и из неё включённое состояние распространяется по всей площади прибора. На нач. стадии, пока плотности тока во включённой части выскок, распространение включённого состояния определяется электрич. полем на границе включённой и не включённой областей, смещающим эмиттеры в противоположные направления, а по мере уменьшения плотности тока: определяющим механизмом становится диффузия плазмы

из включённой области. Скорость этих процессов обычно лежит в пределах 0,1—0,005 мм·мкс в зависимости от мгновенной плотности тока и конструкции прибора. ВАХ Т. в установившемся включённом состоянии практически аналогична ВАХ p^+np-n -диола; распределение электроно-дырочной плазмы в базовых слоях показано на рис. 3. Выключение Т. обычно осуществляется путём кратковрем. изменения полярности внеш. напряжения. Ток при этом меняет направление и носители заряда из плазмы вытягиваются во внеш. цепь, обеспечивая протекание тока. Концентрация плазмы у эмиттерных переходов уменьшается как за счёт вытягивания нососновных носителей, так и за счёт рекомбинации. Из p -базы электроны уходят через n^+ -слои, а избыточные дырки инжектируются коллекто-

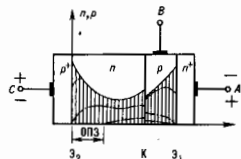


Рис. 3. Распределение электроно-дырочной плазмы в базовых слоях включённого тиристора (+ на p^+ -слое). Штрихованными линиями показаны при последовательных стадиях рассасывания плазмы при выключении тиристора (— на p^+ -слое).

ром К в n -базу; низковольтный эмиттер \mathcal{E}_1 быстро восстанавливается и пробивается. Через переход \mathcal{E}_2 из n -базы уходят дырки, но избыточные электроны практически не могут уйти через потенц. барьер прямоосмещённого коллектора. Поэтому протекающий через Т. обратный ток почти не выносит заряд из n -базы; уход дырок через \mathcal{E}_2 сопровождается поступлением через коллектор К почти такого же кол-ва дырок, создаваемых ударной ионизацией в переходе \mathcal{E}_1 , и заряд в n -базе исчезает практически только вследствие рекомбинации. После того как концентрация дырок у перехода \mathcal{E}_2 уменьшится до равновесного значения, начнётся образование ОПЗ, граница к-рой быстро перемещается в глубь n -базы, сопротивление прибора резко возрастает, а ток в цепи падает. В квазиэлектронной части n -базы при этом нек-рое время сохраняется довольно большое кол-во избыточных носителей заряда. При изменении полярности внеш. напряжения на прямое эти носители выбрасываются полем коллектора в базы, вызывая всплеск прямого тока; однако если этот ток меньше нек-рой критич. величины $j_{кр}$, приводящей к лавинообразному нарастанию концентрации, Т. остаётся в выключённом состоянии. Промежуток времени между изменением направления тока через Т. до момента, когда становится возможным ирражение прямого смещения, наз. временем выключения $t_{кв}$. Однoчoчно, $t_{кв} \approx \tau_p \ln(j_{кр}/j_{кр})$, где τ_p —время жизни дырок в n -базе. Отсюда следует, что статич. и динамич. характеристики Т. тесно взаимосвязаны. Для того чтобы обеспечить блокирование большого напряжения, n -базу должна быть слаболегированной и иметь толщину, превышающую размер ОПЗ коллектора примерно на $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$. Увеличение толщины ведёт к увеличению напряжения на приборе во включённом состоянии. Для того чтобы оно оставалось на приемлемом уровне, необходимо увеличивать L_p , что ведёт к увеличению $t_{кв}$, т. е. к ухудшению частотных характеристик прибора. Поэтому быстродействующие Т. имеют сравнительно невысокое рабочее напряжение, а высоковольтные—большое время выключения.

Оснoвным полупроводниковым материалом для изготовления Т. является кремний. Четырёхслойная n^+pnp -структура изготавливается, как правило, путём последовательных операций термодиффузии примесей p - и n -типа в пластину монокристаллич. кремния, причём для получения эмиттерного n -слоя сложной геом. формы применяются маскирование окислом и фотолитография.

Диапазон рабочих параметров совр. Т. чрезвычайно широк. Т. в планарном исполнении, обычно интегрируемые

с др. элементами схем, имеют рабочие токи 10^{-2} – 10^{-1} А при напряжениях 10^1 – 10^2 В. Т. предельной мощности (исключая рабочие токи 1 – $3 \cdot 10^3$ А при напряжениях 3 – $6 \cdot 10^3$ В). Четырёхслойная n^+pnp^+ -структура и протекающие в ней ф.р. процессы лежат в основе целого ряда приборов тиристорного типа, сильно отличающихся от описанного выше обычного Т. К ним относятся, в частности: а) симистор, состоящий из двух встречно-параллельно включённых n^+pnp^+ -структур с общим электродом управления, выполненных в одной полупроводниковой пластине. Симистор обычно используется в качестве ключа переменного тока; б) фототиристор—Т., переключение к-рого осуществляется импульсом света. В этом приборе цепь управления полностью изолирована от цепи, что особенно удобно при работе на больших напряжениях; в) запираемый тиристор, выключение к-рого осуществляется не переменной полярности внеш. напряжения, а импульсом запирающего тока в цепи управления, что позволяет существенно упростить конструкцию аппаратуры. Предельные параметры совр. запираемых Т. почти такие же, как и у обычных тиристоров; г) реверсивный включаемый диристор, включение к-рого осуществляется кратковрем. изменением полярности внеш. напряжения. Этот прибор, в отличие от всех др. приборов тиристорного типа, включается односторонне и одновременно сразу по всей рабочей площади. Это позволяет переключать очень большие (10^2 – 10^5 А) импульсные токи, а также работать на высоких (до 10^2 Гц) частотах при коммутации больших мощностей.

Перспективным материалом для приборов тиристорного типа является арсенид галлия. Из-за большей, чем у кремния, ширины запрещённой зоны он позволяет работать при большей темп-ре, блокировать большее напряжение при сравнительно тонкой ОИЗ и, следовательно, тонкой базе с малым τ_p , что даёт возможность существенно улучшить быстродействие приборов.

Лит.: Управление полупроводниковые вентили, пер. с англ., М., 1967. Бляхер А. Физика тиристоров, пер. с англ., Л., 1981; Евсеев Ю. А., Дергачёв П. Г. Силовые полупроводниковые приборы, М., 1981; Тукчевич В. М., Грехов И. В. Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами, Л., 1988. И. В. Грехов.

ТИТАН (лат. Titanium), Ti—хим. элемент побочной подгруппы IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 22, ат. масса 47,88. В природе представлен 5 стабильными изотопами: ^{46}Ti (8,0%), ^{47}Ti (7,3%), ^{48}Ti (73,8%), ^{49}Ti (5,5%) и ^{50}Ti (5,4%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $3s^2 3p^6 3d^2 4s^2$. Энергия последоват. ионизации 6,82, 13,58, 27,48, 43,25 и 99,27 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т., 0,146 нм, радиус иона Ti^{2+} , 0,078 нм, Ti^{3+} , 0,069 нм, Ti^{4+} , 0,064 нм. Значение электроотрицательности 1,5. Работа выхода электронов 4,0 эВ.

В свободном виде—серебристо-белый, устойчивый к коррозии металл. При обычном давлении существует в двух модификациях: α -Ti и β -Ti, темп-ра фазового перехода 882 °С, теплота перехода 87,4 кДж/кг. Кристаллич. решётка α -Ti гексагональная с параметрами $a=295,1$ нм, $c=467,9$ нм; кристаллич. решётка β -Ti объёмно центрированная кубическая. При давлении >9 ГПа и темп-ре >900 °С α -Ti переходит в гексагональный ω -Ti. Для α -Ti плотн. 4,505 кг/дм³. Характеристич. Т.: $t_{\text{пл}}=1660 \pm 20$ °С, $t_{\text{пл}}=3287$ °С, теплоёмкость $c_p=25,1$ Дж/моль·К, теплота плавления 15 кДж/моль, теплота испарения 410 кДж/моль. Характеристич. темп-ра Дебая 430 К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние $T_c=0,387$ К. Выше 73 К Т. парамагнитен, магн. восприимчивость $3,2 \cdot 10^{-9}$ (при 20 °С). Ул. электрич. сопротивление 0,58 мкОм·м (при 300 К), температурный коэф. электрич. сопротивления (в интервале 273–293 К) $3 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹. Теплопроводность Т. частотой 99,9% при 293 К 21,9 Вт/(м·К). Температурный коэф. линейного расширения (в интервале 153–1133 К) $9,2 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹. Тв. по Викарску электролитич. Т. 790–800 МПа. Для производимого отечественного техн. Т. марок модуль нормальной упругости 103 ГПа, модуль сдвига 39,2 ГПа.

Т. отличается устойчивостью к коррозии в окислительных и хлорсодержащих средах. В хим. соединениях проявляет степени окисления +1–4 (наиболее часто) и реже +3 и +2. Вследствие гидролиза жидкий TiCl₄ сильно дымит на воздухе и используется как трансёр, для маскировки в военном деле и т.д.

Металлич. Т. широко применяется как высокоэластичный конструкционный материал. В виде сплавов с Al, V, Mo, Cr, Fe и с др. металлами используется в авиат. и ракетной технике, морском судостроении и т.д. Диоксид Т. TiO₂—компонент эмалей, глазури, пигмент для лакокрасоч. материалов, резины, пластмасс. Карбид Т. и нитрид Т. применяют как жаропрочные материалы, компоненты керметов. Из искусственно полученных радиоизотопов находят применение ^{44}Ti (распад по т.пу электронного захвата, $T_{1/2}=47$ лет).

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД—электрический разряд в газе, характеризующийся термодинамич. иравновесностью и квазинейтральностью возникающей плазмы. Эфф. темп-ры электронов в Т. р. существенно выше темп-ры газа и электронов, термозонности с к-рых отсутствуют. Т. р. делится на 2 класса: самостоятельный и несамостоятельный (с внеш. ионизатором). Каждый из этих разрядов подразделяется на виды в зависимости от рода источника электрич. питания: импульсный, стационарный, переменного тока. Каждый вид Т. р. может гореть в покоящемся газе и в потоке газа. Самостоятельные разряды отличаются геометрией: плоской и цилиндрической.

Наиб. подробно изучен Т. р., горящий в стеклянных трубках, к-рый широко применяется в технике: лампы дневного света, разл. осветит. приборы, газозовые лампы малой и ср. мощности. Т. р., горящий между плоскими электродами, используется в тиратроне и импульсных лазерах. Т. р., горящий в потоке газа,—в плазмоси. раскаторах и для накачки активной среды мощных непрерывных и импульсно-периодич. газовых лазеров.

Общие свойства. Т. р. получил свое название из-за наличия на одном из электродов (катоде) т. и. тлеющего свечения (ТС, рис. 1). Это свечение обусловлено большим падением потенциала в узком слое объёмного заряда вблизи катода. Вблизи анода также имеется тонкий слой объёмного заряда, наз. анодным слоем (АС). Остальная часть



межкатодного промежутка занята квазинейтральной плазмой. К зоне ТС примыкает область фардеева тёмного пространства (ФТП), нисходящая в положительный столб (ПС), к-рый является самостоят. частью разряда, не зависящей от др. слоёв разряда.

Толщина катодного слоя (КС) и его характерные времена весьма малы, поэтому он наиб. автономен и его свойства являются общими для большинства видов Т. р. Наличие большого скачка потенциала на КС стационарного Т. р. (200–400 В) обусловлено тем, что поле в КС должно обеспечивать интенсивную ионизацию и усиление ионного и электронного токов. Ширина КС d равна неск. длинам ионизации электронном атомов или молекул газа. Если ср. плотность тока на катоде мненьше величины нормальной плотности тока $J_{\text{н}}$, то ТС покрывает лишь часть катода. При увеличении тока площадь, занятая током, увеличивается пропорционально току, а напряжение на КС постоянно и равно нормальному катодному падению. Это важное свойство Т. р. наз. законом нормальной плотности тока. Гидродинамич. модель (Энзеля—Штенбека) одностороннего вдоль катода КС постулирует, что величины $U_{\text{н}}$ и $J_{\text{н}}$ равны мин. напряжению и соответственно его плотности тока теоретич. вольт-амперной характеристики (ВАХ). Эта мо-

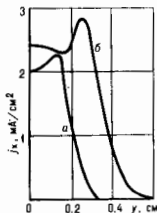


Рис. 2. Распределение плотности тока на катоде в тлеющем разряде в азоте (расчёт) при давлении $p=5$ тор, межэлектродном расстоянии 1 см; a —при токе $I=0,75$ мА, b —при $I=1,5$ мА.

дель правильно описывает подобия законы, наблюдаемые экспериментально: j_x/p^2 , pd_{00} , U_0 зависит только от рода газа и материала катода. Однако количеств, совпадение теории с экспериментом носит скорее случайный характер. Постулат Энгеля—Штеенбека и закон нормальной плотности тока нашли подтверждение в рамках двумерных нестационарных гидродинамич. ур-ний, решённых численными методами (рис. 2).

Аналогичные явления имеют место на аноде Т. р. Электроны, выходящие из плазмы ПС, ускоряются на скачке потенциала АС и также, как и вблизи катода, производят ионизацию газа. Однако здесь ионизация не столь сильна, но она необходима, т. к. эмиссия ионов с холодного анода отсутствует. В стационарном Т. р. закон нормальной плотности тока проявлялся в покоящемся газе, при отсутствии потока газа. Гидродинамич. модель плоского анодного слоя, учитывающая кинетич. эффекты, объясняет законы подобия: j_x/p^2 , U_0 зависят только от рода газа. Неустойчивость плоского АС имеет теоретич. объяснение в рамках гидродинамич. ур-ний, в этом приближении структура стационарного анодного нитя определяется диффузией электронов.

Свойства др. областей Т. р. (ТС, ФТП и ПС) довольно сильно зависят от вида разряда. Рассмотрим их на примере классич. вида Т. р.—разряда в трубе с электродами на концах.

Т. р. **нестояного тока в трубке**. Поскольку толщина КС порядка длины ионизации, часть электронов, ускоряясь на катодном скачке потенциала, набирает энергию, равную этому потенциалу. В результате интенсивной ионизации газа этим пучком электронов в области ТС образуется светящийся слой плазмы большой плотности. Величина электрич. поля здесь близка к нулю. По мере продвижения от области ТС но направлению к аноду плотность плазмы падает из-за рекомбинации и амбиополярной диффузии, электрич. поле растёт, но ещё недостаточно для ионизации и возбуждения атомов (область ФТП). Далее, в области ПС электрич. поле достигает величины, при к-рой ионизация электронами, набирающими энергию в этом поле, становится существенной. Для электрич. поля в ПС справедлив закон подобия $E/p = f(pR)$, вытекающий из равенств скоростей ионизации и потерь за счёт амбиополярной диффузии к стенкам (теория Шоттки). ВАХ ПС не зависит от тока, плотность плазмы пропорциональна плотности тока. Для молекулярных газов с ростом тока необходимо учитывать процессы объёмной рекомбинации, приводящие к слабому росту напряжения на ПС, при дальнейшем увеличении тока происходит нагрев газа (для молекулярных газов). В атомарных газах при увеличении тока в первую очередь газ разогревается, плотность его уменьшается и, как следствие, уменьшается напряжение на ПС. ВАХ при этом падущая.

Электроны в ПС термодинамически неравновесны. Их эфф. темп-ра существенно превосходит темп-ру атомов и молекул и составляет 2—3 эВ. Это обстоятельство и однородность E/p в длинных трубках используются для создания иверсной паясённости атомов и молекул в газовых лазерах.

Плоский самостоятельный Т. р. Потребности практики в поддержании Т. р. в больших объёмах привели к ре-

ализации плоских разрядов, где расстояния между боковыми стенками превышают межэлектродное расстояние L . Плоский разряд используют при средних (10—100 тор) и высоких (> 100 тор) давлениях. Плоский Т. р. сохраняет все осн. черты Т. р. в трубке, однако область ФТП определяется балансом процессов амбиополярного дрейфа и рекомбинации, а потери за счёт диффузии к боковым стенкам несущественны. Поскольку характерный размер ФТП L_0 в этом случае не зависит от давления газа, Т. р. оказывается существенно неоднородным и при ср. давлениях. Напр., для азота $L_0[\text{см}] = 0,1/j[A \cdot \text{см}^{-2}]$. Вольт-амперная характеристика ФТП разряда: $U \propto \sqrt{jL^3 p}$.

В сильноточных разрядах повышенного давления все неоднородные области КС, АС, ФТП малы. При средних

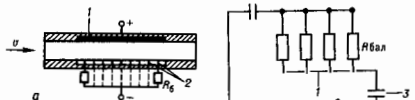


Рис. 3. Схемы возбуждения самостоятельного тлеющего разряда: a —импульсного, квазистационарного и стационарного разрядов в потоке газа, 1—анод, 2—штырь или узкие пластины для разряда в потоке газа, B_0 —балластные сопротивления; b —импульсного: 1—катодная пластина, 2—анод, 3—ёмкость самостоятельного разряда; $U=U_0 \sin \omega t$ —электрические пластины, 2—электроды.

и высоких давлениях нормальная плотность тока на катоде существенно превышает плотности тока, используемые на практике. Для того чтобы избежать стегивания тока на катоде (см. *Контракция газового разряда*) и следующего за этим образования дуги, катод делят на секции, искусственно распределяя ток в среднем равномерно по катоду (рис. 3, a). Такой катод представляет из себя набор штырей, присоединённых через сопротивления к общей шине. При возрастании тока, стекающего на один штырь, напряжение на нём падает, что приводит к ограничению тока. Избежать контракции можно также за счёт поддержания разряда короткое время (~1 мкс), чтобы неустойчивость не успела развиться, т. е. с помощью спец. системы питания реализуют импульсный Т. р. Однако и в этом случае необходимо принимать спец. меры для однородного прогрева газа, т. к. из-за стримерного характера прогрева разряда, минус фазу тлеющего, переходит в дугу. Электроды могут быть сплошными, однако либо вблизи катода, либо в объёме создаётся предварительная ионизация с помощью вспомогат. электрода, помещённого вблизи катода или вне разрядного промежутка. При подаче напряжения сначала возникают разряды между катодом и вспомогат. электродом—образуется *плазменный катод*, затем импульсный Т. р. развивается в основном разрядном промежутке (рис. 3, b). Однородное квазистационарное и импульсное разрядов с секциониров. катодами зависит от расстояния между штырьками. Для стабилизации Т. р. применяются также комбинир. Т. р. и разряд переменного тока.

Т. р. **комбинированный и переменного тока**. Хотя технические этн виды разряда отличаются весьма существенно, их роднит общность механизма протекания тока. В обоих разрядах ток течёт по рекомбинирующей плазме; ионизация осуществляется в течение короткого промежутка времени периодически с частотой, большей обратного времени рекомбинации. В т. н. комбинир. разряде ионизация

происходит при подаче вспомога- тельных импульсов напряжения на штырьки. Осн. разряд поддержива- ется между катодом и анодом от источника пост. напряжения. Поскольку плотность плазмы не зависит от пост. напряжения, такой разряд в промежутке между импульсами является несамостоятельным. Т. о. комбини- р. Т. р. состоит из 2 разрядов: самостоятельного и несамосто- ятельного.

В разряде переменного тока ионизация осуществляется в момент макс. напряжения на разрядном промежутке, остальное время такой Т. р. также является несамосто- ятельным. Характерная особенность такого разряда— простота реализации секционирования катода: его покрыва- ют изоляционным слоем с большой диэлектрич. прощае- мостью (рис. 3, а), являющимся реактивным балласт- ным сопротивлением. Использование такого балласта зна- чительно повышает кпд разряда по сравнению с разрядом пост. тока с активным сопротивлением (рис. 3, а). Меха- низм протекания тока в Т. р. переменного тока существе- нно зависит от частоты источника питания и проводимости плазмы σ . При низких частотах (10—100 кГц), когда $\omega/4\pi\sigma \ll 1$, в каждом полупериоде происходит распад и формирования КС и АС. Т. к. период колебаний меньше времени рекомбинации плазмы, зона ФТП не успевает установиться в течение полупериода, поэтому низкоча- стотный Т. р. более однородный по сравнению с Т. р. пост. тока. При повышении частоты омический ток сравнивает- ся с током смешения ($\omega/4\pi\sigma \approx 1$). Это происходит прежде всего в КС, т. к. в нём проводимость σ самая маленькая. Расчёты и эксперимент показывают, что и в этом случае на электродах ток может контрагировать. Здесь также прояв- ляется закон нормальной плотности тока (см. выше). В таком разряде вблизи анода и катода образуются слои квази- нейтральной плазмы повышенной плотности. Характерный размер этих слоёв определяется амбиполярным дрейфом за счёт нарушения электронейтральности плазмы. Если меж- электродное расстояние L не превышает характерного размера приэлектродных слоёв, то в ПС ионизация отсутст- вует и ВАХ растущая: $U_{\text{сдв}} \sim L^{3/2} p^{3/4} j^{1/2}$. Когда $\omega/4\pi\sigma \gg 1$ и замыкание тока КС и АС осуществляется токами смешения, необходимость в интенсивной ионизации отпадает, приэлектродные ВАХ обладают положит. дифференц. со- противлением, и эти слои оказывают стабилизирующее влияние на разряд.

Несамостоятельный Т. р. отличается от самостоятельного тем, что проводимость его поддерживается с помощью внеш. ионизатора (рис. 4). Поэтому важнейшей характери- стикой Т. р. E/p можно управлять в широких пределах

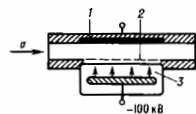


Рис. 4. Схема возбуждения несамостоятельного разряда: 1—анод; 2—катод; 3—электронный пучок.

и независимо от тока. Широко распространён несамосто- ятельный Т. р., поддерживаемый пучком быстрых электро- нов (~200 кэВ). Чем больше ток пучка, тем выше концен- трация разрядной плазмы. Структура несамостоятельного Т. р. похожа на структуру самостоятельного Т. р. На КС внеш. ионизация существ. влияния не оказывает, т. к. удар- ная ионизация ирреверсивно тлеющую. Этот слой может контрагировать, как и в самостояст. Т. р. Однако характер контракции здесь иной. Разряд на катоде развивается на множество пятен (рис. 5). Поскольку ПС несамостоятель- ного Т. р. обладает большим положит. дифференц. сопро- тивлением, он оказывает стабилизирующее воздействие на КС и препятствует сливанию пятен. Как и в самостояст. разряде, контракция на катоде не возникает при использо- вании импульсов малой длительности (≤ 1 мкс). В несамос- тоятельном Т. р. пост. тока кол-во пятен пропорционально полному току. Внеш. ионизатор оказывает стабилизи-

Рис. 5. Светящаяся поверх- ность катода в несамосто- ятельном разряде; видныירו- дящие каналы, зарождаю- щиеся на катодных пятнах.



рующее влияние на АС, и анодным падением, как правило, можно пренебречь. Несамостоятельный Т. р. может гореть в больших объёмах в широком диапазоне давлений и токов и неользуется для икакки мощных газовых лазеров.

Т. р. в потоке газа наиболее важен для практич. примене- ния. Поток газа прокачивают через разл. виды Т. р. для того, чтобы увеличить охлаждение газовой среды. В поко- ящемся газе охлаждение за счёт теплопроводности часто оказывается недостаточным для ирактич. потребностей. Поток газа, проходя через разряд, ионизуется, и плазма выносятся потоком за пределы электродной системы. Кроме того, охлаждение потоком существенно изменяет тем- пературное поле и соответственно величину E/N (N —концентрация нейтрального газа), последняя, в свою оче- редь, очень сильно влияет на проводимость самостояст. разряда. Часто используется схема поперечного разряда, когда вектор скорости потока газа нормален вектору на- пряженности электрич. поля (рис. 3, 4). В таком разряде КС находится в глубине пограничного слоя и практически не отличается от КС Т. р. в покоящемся газе. Весьма существенно поток изменяет свойства АС. Если поток ламинарный, то неустойчивость АС приводит к образованию на аноде полосу, вытянутых вдоль потока. В турбулентном потоке наблюдаются хаотичное образование и размытие анодных пятен.

Поддержание фронта ионизации ПС Т. р. при невысоких скоростях газа и давлений возможно за счёт амбиполярной диффузии, к-рая выносит плазму навстречу потоку. Без учёта рекомбинации и нагрева газа баланс илазмы определяется равенством скоростей ионизации и выноса плазмы потоком газа. Напряжение в ВАХ U не зависит от тока. При учёте рекомбинации ВАХ разряда $U(j)$ —слабо растущая ф-ция, а при больших значениях тока, когда существует нагрев газа, $U(j)$ —слабо падающая, неустойчивая. Остаётся неясным механизм поддержания

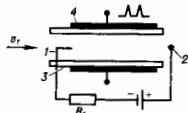


Рис. 6. Схема возбуждения комбинированного продольного разряда: 1—катодный штырек; 2—анодная трубка; 3—диэлектрическая пластина; 4—электрод вспомога- тельного разряда.

в потоке газа ФТП, где нет ионизации. Возможно, здесь играют роль процессы амбиполярного дрейфа электронов из зоны ПС. При пониженных давлениях в качестве катода используется охлаждаемая водой трубка, расположенная поперёк потока газа, анод—слошная металлич. пластина. Для улучшения устойчивости такого разряда секци- онруют анод.

Наряду с поперечным разрядом на практике применяют также продольный разряд, в к-ром электрич. поле направ- лено навстречу потоку газа (рис. 6). Для улучшения устой- чивости этого разряда ионизацию создают с помощью ионизирующих высоковольтных импульсов, прикладываемых поперёк потока.

Т. р. в электроотрицательных газах. В таких разрядах в целом сохраняется структура разряда в электроположит. газах. Наиб. существенно изменяются свойства ФТП, эта зона протяжённая, чем в обычном Т. р., и может занимать

весь разрядный промежуток. Важными здесь являются процессы рекомбинации, ионизации и отрицат. ионов.

Неустойчивости Т. р., вызывающие волны и домены, можно приблизительно разбить на 3 больших класса: электродинамические, тепловые и доменные. Электродинамические неустойчивости (упоминающиеся выше) проявляются в виде шнурования тока на электродах в КС и АС и связаны с отрицат. дифференц. сопротивлением этих слоёв. Во мн. случаях эти неустойчивости приводят к появлению тепловых неустойчивостей из-за резкого увеличения скорости ионизации вследствие нагрева газа и его иероржения либо из-за возбуждения колебат. или электронных уровней молекул и атомов. На рис. 5 хорошо видно прорастание токового канала из катодного пятна в импульсном несоматостельном Т. р. Этот токовый канал может приводить к более быстрому замыканию межэлектродного канала по сравнению с неустойчивостью, однородной вдоль электр. поля. Это связано с тем, что на головке канала может существенно увеличиться электр. поле, как в обычном стримере, что приводит к ускоренному распространению канала. В Т. р. в потоке газа такие шнуры выносятся потоком и снова возникают в межэлектродном пространстве. Они являются причиной низкочастотных (~кГц) колебаний.

Доменная неустойчивость (см. *Низкотемпературная плазма*) в Т. р. приводит к возбуждению высокочастотных (МГц) колебаний, связанных с образованием слоёв с повышенным сопротивлением, бегущих вдоль электр. поля. Из-за *N*-образной зависимости дрейфовой скорости электронов от поля могут возбуждаться домены, аналогичные доменам Гава в полупроводниках. В электроотрицат. газах (имеющих отрицат. ионы) с увеличением *E* сильно растёт скорость прилипания электронов, что приводит к возникновению неустойчивости. Эта неустойчивость во многом аналогична рекомбинационному домену в полупроводниках. Канды большой амплитуды движутся от катода к аноду с большой скоростью (~10⁶ см²) и существенно изменяют нек-рые характеристики ПС Т. р.: $\langle E/p \rangle$ и т. д.

По внеш. проявлению на доменную неустойчивость похожи *стратсы*. Однако они имеют др. природу и объясняются действием разл. механизмов усиления ионизации, напр. за счёт ступенчатой ионизации и электрон-электронных соударений.

Лит.: Браун С., Элементарные процессы в плазме газового разряда. [пер. с англ.]. М., 1961; Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971; Веленов А. А., Физика электроразрядных СО₂-лазеров, М., 1982; Баранов В. Ю., Наваргович А. П., Старостин А. Н., Тлеуший разряд в газах повышенного давления, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 5, М., 1984; Великов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т., Физические явления в газоразрядной плазме, М., 1987; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987; Голубев В. С., Пашкин В. В., Тлеуший разряд новогошнейшего давления, М., 1990; Королев Ю. Д., Месян Г. А., Физика импульсного пробоа газов, М., 1991.

Г. Г. Гладуш.

ТОЖДЕСТВЕННОСТИ ПРИНЦИП — фундаментальный принцип квантовой механики, согласно к-рому состояние системы, получающейся друг из друга нерестановкой тождественных частиц местами, неразличимы и должны рассматриваться как одно физ. состояние. Тождественными частицами (ТЧ) считаются частицы, обладающие одинаковыми массой, спином, электр. зарядом и др. внутр. характеристиками (*квантовыми числами*); ТЧ являются, напр., все электроны Вселенной.

Т. п. — одно из осн. положений квантовой механики, отличающихся её от классической. В рамках последней в принципе всегда можно проследить за движениями отд. частиц по их траекториям и, следовательно, отличить их друг от друга. В квантовой механике ТЧ полностью лишены индивидуальности, неразличимы. Волновая функция ψ частицы, описывающая её состояние, позволяет лишь определить вероятность $|\psi|^2$ нахождения частицы в данной точке пространства. Если волновые ф-ции ТЧ перекрываются (т. е. перекрываются области возможного обнаружения ТЧ), то говорить о том, какая из частиц находится в дан-

ной точке, нет смысла, можно лишь оценить вероятность нахождения в этой точке одной из этих частиц.

Существо Т. п. составляет тот факт, что в природе реализуются лишь 2 класса волновых ф-ций для систем ТЧ: симметричные волновые ф-ции, знак к-рых не меняется при перестановке пространственных и спиновых координат любых двух ТЧ, и антисимметричные, — знак к-рых при подобной перестановке изменяется. Согласно квантовой теории поля, симметричные волновые ф-ции описывают частицы с целым спином (фотоны, л-мезоны и т. д.), а антисимметричные — частицы с полуцелым спином (электроны, протоны, нейтроны и т. д.), для к-рых справедлив *Паули принцип*.

Т. п. и вытекающие из него требования симметрии волновых ф-ций для системы ТЧ приводят к важнейшему квантовому эффекту, не имеющему аналога в классич. механике, — существованию *обменного взаимодействия*. Т. н. является основанием для объяснения В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) наличия 2 состояний атома гелия — орто- и парагелия.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика*.

А. В. Говорков.

ТОК в квантовой теории поля — матем. выражение, описывающее превращение одной частицы в другую или рождение пары частица — античастица. Представляет собой оператор (оператор плотности 4-мерного тока), преобразующийся как 4-мерный вектор при Лоренца преобразованиях. Различают: 1) *векторный ток* и аксиальный-векторный, или *аксиальный ток*, отмечающие превращениям (переходам) соответственно с изменением и без изменения *внутренней чётности* и *зарядовой чётности*; 2) *электромагнитный ток* и слабые Т., описывающие переходы за счёт эл.-магн. и слабого взаимодействия; 3) *дронный* и лептонный Т., описывающие переходы адронов и лептонов; 4) *зарядный ток* и *нейтральный ток*, описывающие переходы соответственно с изменением электр. заряда (или рождение заряженной пары) и без изменения заряда (или рождение пары с нулевым суммарным зарядом); 5) *страйный* и *нестрайный Т.*, описывающие переходы с изменением и без изменения *странности*. Так, в процессе бета-распада нейтрона $p \rightarrow n + e + \bar{\nu}_e$, переход $p \rightarrow n$ и рождение пары e и $\bar{\nu}_e$ описываются слабыми зарядженными нестранными и лептонными и аксиальным соответственно адронным и лептонным Т.

А. В. Ефремов.

ТОК ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — см. *Электрический ток*.

ТОКАМАК (сокр. от «тороидальная камера с магн. катушками») — устройство для удержания высокотемпературной плазмы с помощью сильного магн. поля. Идея Т. была высказана в 1950 академиком И. Е. Таммом и А. Д. Сахаровым; первые эксперн. исследования этих систем начались в 1956.

Принцип устройства ясен из рис. 1. Плазма создается в тороидальной вакуумной камере, к-рая служит как бы

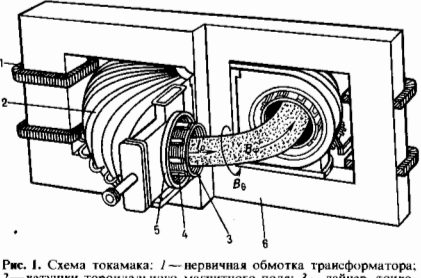


Рис. 1. Схема токамака: 1 — первичная обмотка трансформатора; 2 — катушки тороидального магнитного поля; 3 — донорная катушка; 4 — катушки поперечного магнитного поля; 5 — вакуумная камера; 6 — железный сердечник (магнитопровод).

единственным замкнутым витком вторичной обмотки трансформатора. При пропускании нарастающего во времени тока в первичной обмотке трансформатора I внутри вакуумной камеры 5 создается вихревое продольное электрическое поле. При не очень большой начальной плотности газа (обычно используется водород или его изотопы) происходит его электрич. пробой и вакуумная камера заполняется плазмой с последующим нарастанием большого продольного тока I_p . В совр. крупных Т. ток в плазме составляет неск. миллионов ампер. Этот ток создает собственное поперечное магн. поле B_θ . Кроме того, для стабилизации плазмы используется сильное продольное магн. поле B_z , создаваемое с помощью спел. обмоток тороидального магн. поля. Именно комбинация тороидального и поперечного магн. полей обеспечивает устойчивое удержание высокотемпературной плазмы (см. *Тороидальные системы*), необходимое для осуществления *управляемого термоядерного синтеза*.

Ограничительные пределы. Магн. поле Т. достаточно хорошо удерживает высокотемпературную плазму, но только в определенных пределах изменения её параметров. Первые 2 ограничения относятся к току плазмы I_p и её плотности n , выраженной в единицах числа частиц (электронов или ионов) в 1 м^3 . Оказывается, что при заданной величине тороидального магн. поля ток плазмы не может превышать неск.-го предельного значения, иначе плазменный шпур начинает изгибаться по винтовой линии и в конце концов разрушается; развивается т. н. неустойчивость срыва тока. Для характеристики предельного тока используется коэф. запаса q по винтовой неустойчивости, определяемый соотношением $q = 5B_\theta a^2 / R I_p$. Здесь a — малый, R — большой радиус плазменного шпура, B_θ — тороидальное магн. поле, I_p — ток в плазме (размере измеряются в метрах, магн. поле — в теслах, ток — в МА). Необходимым условием устойчивости плазменного шпура является неравенство $q > 1$, к-рое наз. критерием Кру-скала — Шафрара и в. Эксперименты показывают, что надежно устойчивый режим удержания достигается лишь при значениях $q \approx 2$.

Для плотности имеются 2 предела — нижний и верхний. Ниж. предел по плотности связан с образованием т. н. ускоренных, или *убегающих электронов*. При малой плотности частота столкновений электронов с ионами становится недостаточной для предотвращения их перехода в режим непрерывного ускорения в продольном электрич. поле. Ускоренные до высоких энергий электроны могут представлять опасность для элементов вакуумной камеры, поэтому плотность плазмы выбирается настолько большой, чтобы ускоренных электронов не было. С др. стороны, при достаточно высокой плотности режим удержания плазмы вновь становится неустойчивым из-за радиационных и атомарных процессов на границе плазмы, к-рые приводят к сужению токового канала и развитию винтовой неустойчивости плазмы. Верх. предел по плотности характеризуется безразмерными параметрами Мураками $M = nR/B_\theta$ и Хьюгелса $H = nqR/B_\theta$ (здесь n по сечению плотность электронов n измеряется в единицах 10^{20} частиц/ м^3). Для устойчивого удержания плазмы необходимо, чтобы числа M и H не превышали неск.-рых критич. значений.

При нагреве плазмы и повышении её давления появляется ещё один предел, характеризующий максимальное устойчивое значение давления плазмы, $p = n(T_e + T_i)$, где T_e , T_i — электронная и ионная темп-ры. Этот предел накладывает на величину β , равную отношению ср. давления плазмы к давлению магн. поля, упрощенное выражение для предельного значения β даёт соотношение Тройона $\beta = g I_p^2 / a B_\theta^2$, где g — числовой множитель, равный примерно $3 \cdot 10^{-4}$.

Термоизоляция. Возможность нагрева плазмы до очень высоких темп-р связана с тем, что в сильном магн. поле траектории заряж. частиц выглядят как спирали, навитые на линии магн. поля. Благодаря этому электроны и ионы длительное время удерживаются внутри плазмы. И только

за счёт столкновений и небольших флуктуаций электрич. и магн. полей энергия этих частиц может переноситься к стенкам в виде теплового потока. Эти же механизмы определяют величину диффузионных потоков. Эффективность магн. термоизоляции плазмы характеризуется энергетич. временем жизни $\tau_E = W/P$, где W — полное энергосодержание плазмы, P — мощность нагрева плазмы, необходимая для поддержания её в стационарном состоянии. Величину τ_E можно рассматривать также как характерное время остывания плазмы, если мощность нагрева внезапно отключается. В спокойной плазме мощность нагрева и тепло к стенкам камеры создаются за счёт парных столкновений электронов и ионов. Эти потоки вычисляются теоретически с учётом реальных траекторий заряж. частиц в магн. поле Т. Соответствующая теория диффузионных процессов наз. неоклассической (см. *Перенос процессов*). В реальной плазме Т. всегда присутствуют небольшие флуктуации полей и потоков частиц, поэтому реальные уровни потоков тепла и частиц обычно значительно превышают предсказания неоклассич. теории.

Эксперименты, проведённые на многих Т. разл. формы и размеры, позволили суммировать результаты исследований механизмов переноса в виде соответствующих эмпирич. зависимостей. В частности, были найдены зависимости энергетич. времени жизни τ_E от спел. параметров плазмы для разл. мод удержания. Эти зависимости наз. скейлинг-ами; они успешно используются для предсказания параметров плазмы во вновь вводимых в строй установках.

Самоорганизация плазмы. В плазме Т. постоянно имеются слабеделенные колебания, к-рые влияют на профили распределения темп-ры, плотности частиц и плотности тока по радиусу, как бы управляют ими. В частности, в центр. области плазменного шпура очень часто присутствуют т. н. пилообразные колебания, отражающие иеродически повторяющийся процесс постепенного обострения и затем резкого уплощения профиля темп-ры. Пилообразные колебания предотвращают контракцию гока к магн. оси тора (см. *Контракция газового разряда*). Кроме того, в Т. время от времени возбуждаются выносные моды (т. н. тиринг-моды), к-рые вне шпура наблюдаются в виде низкочастотных магн. колебаний. Тиринг-моды способствуют установлению более устойчивого распределения плотности тока по радиусу. При недостаточном осторожном обращении с плазмой тиринг-моды могут параст настолько, что вызываемые ими возмущения магн. поля разрушают магн. поверхности во всём объёме плазменного шпура, магн. конфигурация разрушается, энергия плазмы выбрасывается к стенкам и ток в плазме прекращается из-за её сильного охлаждения (см. *Тиринг-неустойчивости*).

Кроме этих объёмных колебаний существует моды колебаний, локализованные на границе плазменного шпура. Эти моды очень чувствительны к состоянию плазмы на самой периферии, их поведение усложнено атомарными процессами. Внеп. и внутр. моды колебаний могут сильно влиять на процессы переноса тепла и частиц, они приводят к возможности перехода плазмы из одного режима магн. термоизоляции в другой и обратно. Если в плазме Т. распределение частиц по скоростям сильно отличается от распределения Максвелла, то возникает возможность для развития килч-в. неустойчивостей. Напр., при рождении большого кол-ва убегающих электронов развивается т. н. всерная неустойчивость, приводящая к трансформации продольной энергии электронов в поперечную. Кипетич. неустойчивости развиваются также при наличии ионов с высокой энергией, возникающих при допитии. нагреве плазмы.

Нагрев плазмы. Плазма любого Т. автоматически подогревается за счёт джоулева тепла от протекающего по ней тока. Джоулева энергосодержания достаточно для получения темп-ры в неск. млн. градусов. Для целей управляемого термоядерного синтеза нужны темп-ры $> 10^8 \text{ К}$, поэтому все крупные Т. дополняются мощными системами *нагрева плазмы*. Для этого используются либо л.-магн. волны разл. диапазонов, либо прямая инжекция быстрых

частей в плазму. Для высокочастотного нагрева плазмы удобно использовать резонансы, к-рые отвечают внутр. колебат. процессам в плазме. Напр., нагрев ионной компонентой удобно осуществлять в диапазоне гармоник циклотронных частот либо осн. ионов плазмы, либо специально подобранных ионов-примесей. Нагрев электронов осуществляется при электронно-циклотронном резонансе.

При нагреве ионов с помощью быстрых частиц обычно используются мощные пучки нейтральных атомов. Такие пучки не взаимодействуют с магн. полем и проникают глубоко внутрь плазмы, там они ионизируются и захватываются магн. полем Т.

С помощью доплит. методов нагрева темп-ры плазмы Т. удается поднять $> 3 \cdot 10^8$ К, что вполне достаточно для протекания мощной термоядерной реакции. В будущем разрабатываемые Т.-реакторы нагрева плазмы будут осуществляться высокэнергетичными альфа-частицами, возникающими при реакции слияния ядер дейтерия и трития.

Стационарный токмак. Обычно ток в плазме протекает только при наличии вихревого электрич. поля, создаваемого за счёт увеличения магн. потока в индукторе. Индукционный механизм поддержания тока ограничен во времени, так что соответствующий режим удержания плазмы является импульсным. Однако импульсный режим не является единственным возможным, нагрев плазмы может использоваться и для поддержания тока, если наряду с энергией в плазму передаётся и импульс, разный для разных компонент плазмы. Неиндукционное поддержание тока облегчается за счёт генерации тока самой плазмой при её диффузионном расширении к стенкам (бустрегги-эффект). Бустрегги-эффект был предсказан теоретически, теория и подтверждена затем экспериментально. Эксперименты показывают, что плазма Т. может удерживаться стационарно, и т.е. усилия по практич. освоению стационарного режима направлены на повышение эффективности поддержания тока.

Дивертор, управление примесями. Для целей управляемого термоядерного синтеза требуется очень чистая плазма на основе изотопов водорода. Чтобы ограничить примесь др. ионов в плазме, в ранних Т. плазма ограничивалась т. н. лимит-ером (рис. 2, а), т. е. дивертором, не допускающим соприкосновения плазмы с большой поверхностью камеры. В совр. Т. используется гораздо более сложная диверторная конфигурация (рис. 2, в), создаваемая ка-

и плотностью, достаточными для термоядерного реактора; установлены закономерности для термоизоляции плазмы; основаны методы поддержания тока и управления уровнем примесей. Работы на Т. переходят из фазы чисто физ. исследований в фазу создания эксперим. термоядерного реактора.

Лит. Ариньянов Л. А., Управление термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; Лукьянов С. Ю., Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975; Kadomtsev V. V., Tokamak plasma a complex physical system, L., 1992. *Б. Б. Кадоцнев.*

ТОКОВЫЕ СЛОИ — слои в хорошо проводящей плазме, разделяющие магн. поля разл. направлений. Скачок магн. поля ведёт к возникновению тонкого слоя электрич. тока. В результате происходящего в слое *пересоединения* магн. силовых линий меняется топология магн. поля, что сопровождается переходом его энергии в тепло, излучение, энергию магнитогидродинамич. течений и ускоренных частиц.

Частным случаем Т.е. является *нейтральный токовый слой*, разделяющий противоположно направленные магн. поля. Однако для образования нейтрального Т.с. необходима слишком высокая симметрия источников поля, поэтому в реальных условиях космич. и лаб. плазмы формируются т. н. не-нейтральные — содержащие ненулевые поперечную V_{\perp} и продольную V_{\parallel} компоненты магн. поля Т.с. (рис.; V_{\perp} и V_{\parallel} — соответственно \perp - и \parallel -компоненты поля). Др. словами, для образования Т.с. достаточно лишь одной пары пересоединяющихся компонент поля, B_{θ} . Строго говоря, любой Т.е. конечной ширины не-нейтрален, однако физика процесса пересоединения меняется лишь для достаточно больших значений V_{\perp} и V_{\parallel} .

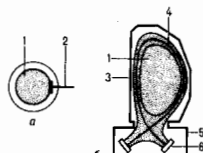
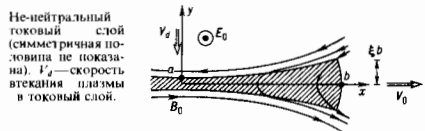


Рис. 2. Поперечный разрез плазмы круглого сечения (а) и вертикально вытянутого с образованием диверторной конфигурации (б): 1 — плазма; 2 — диаметр; 3 — стенка камеры; 4 — сепаратриса; 5 — диверторная камера; 6 — диверторные пластины.

тушками полоидального магн. поля. Эти катушки необходимо даже для плазмы круглого сечения: с их помощью создается вертикальная компонента магн. поля, к-рая при взаимодействии с осн. током плазмы не позволяет плазменному витку выброститься на стенку по направлению большого радиуса. В диверторной конфигурации витки полоидального магн. поля расположены так, чтобы сечение плазмы было вытянуто в вертикальном направлении. При этом замкнутые магн. поверхности сохраняются только внутри сепаратрисы, снаружи её силовые линии уходят внутрь диверторных камер, где происходит нейтрализация потоков плазмы, вытекающих из осн. объёма. В диверторных камерах удаётся смягчить нагрузку от плазмы на диверторные пластины за счёт доплит. охлаждения плазмы при атомарных взаимодействиях.

Токмак-реактор. Е.ц. цели исследований на установках Т. является освоение концепции магн. удержания плазмы для создания *термоядерного реактора*. На Т. удается создать устойчивую высокотемпературную плазму с темп-рой

Плазма вытекает из слоя с альфвенской скоростью V_0 через эфф. сечение, пропорциональное ξb , где $\xi = B_{\perp}/B_{\theta}$, b — полуширина Т.с. Поэтому наличие поперечной компоненты $B_{\perp} > (a/b)B_{\theta}$ существенно увеличивает охлаждение слоя тепловыми потоками и потоками плазмы вдоль силовых линий (a — полутолщина Т.с.). Скорость выделения энергии в таком слое гораздо больше, чем в нейтральном. Поперечная компонента стабилизирует *тигис-неустойчивость* Т.с., а значит, увеличивает величину магн. энергии, к-рая может быть накопена в слое.

Пересоединение практически всегда происходит в присутствии ирродольного поля B_{\parallel} , совпадающего по направлению с электрич. полем E_{θ} . Сжатие плазмы внутри слоя сопровождается усилением B_{\parallel} . Это, с одной стороны, препятствует увеличению плотности плазмы, а с другой — приводит к повелению электрич. тока, циркулирующего в поперечном сечении слоя. В условиях конечной проводимости этот ток диссипирует, приводя к доплит. джоулеву нагреву плазмы. Кроме того, продольная компонента удерживает в Т.с. быстрые заряж. частицы, способствуя их ускорению электрич. полем.

Свойства Т.с. с ненулевыми V_{\perp} и V_{\parallel} позволяют использовать магнитосферные *суббури, вспышки на Солнце* и др. звезд как источник быстрого магн. пересоединения. Пересоединение в не-нейтральных Т.с. экспериментально проявляется, в частности, в ловушках тина *токамак*.

Лит. Кадоцнев Б. Б., Переомагничивание магнитных силовых линий, «ФНН», 1987, т. 151, с. 3; Проблемы физики солнечных вспышек, М., 1988; Somov B. V. (ed.), Fundamentals of cosmic electrodynamics, Dordrecht — [a. o.], 1994; см. также лит. при ст. *Нейтральный токовый слой, Пересоединение*. *Ю. Э. Литвищенко.*

ТОМАСА — ФЕРМИ АТОМ — квазиклассич. статистич. модель атома, основанная на применении *Томаса — Ферми теории* к атому с большим числом электронов ($Z \gg 1$). Исходным является предположение о непрерывном сферически-симметричном распределении плотности заряда $\rho(r)$ в атоме. Энергия электрона записывается в виде

$$\delta(p, r) = \frac{p^2}{2m} + e\varphi(r), \quad (1)$$

где r — радиус-вектор точки, e , m — заряд и масса электрона, p — его импульс, $\varphi(r)$ — электростатич. потенциал, определяемый *Пуассона уравнением*

$$\nabla^2 \varphi(r) = -4\pi\rho(r). \quad (2)$$

Электроны в атоме рассматриваются как ферми-газ с ферми-импульсом $p_F(r)$, определяемым из условия $\delta(p_F, r) = 0$ (электрон находится в связанном состоянии при $p \leq p_F$). Плотность электронного заряда $\rho(r)$ связана с p_F и, соответственно, с φ соотношением

$$-\rho = -\frac{8\pi p_F^3}{3(2\pi\hbar)^3} = \frac{8\pi(-2me)^{3/2}}{3(2\pi\hbar)^3} \varphi^{3/2}. \quad (3)$$

Подстановка (3) в (2) даёт ур-ние для φ :

$$-\frac{1}{r} \frac{d^2(\varphi r)}{dr^2} = -\frac{4e(-2me)^{3/2}}{3\pi\hbar^3} \varphi^{3/2}. \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\varphi \rightarrow \frac{Z|e|}{r} \quad \text{при } r \rightarrow 0; \quad \varphi \rightarrow 0 \quad \text{при } r \rightarrow \infty. \quad (5)$$

При переходе к безразмерным переменным

$$\chi = \frac{r|\varphi|}{Z|e|}, \quad x = \left[\frac{9\pi^2}{128Z} \right]^{1/3} \frac{\hbar^2}{mc^2} r \quad (6)$$

получается ур-ние

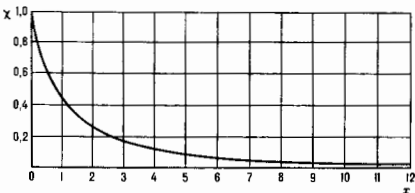
$$\frac{d^2\chi}{dx^2} = \frac{\chi^{3/2}}{\sqrt{x}} \quad (7)$$

с граничными условиями

$$\chi \rightarrow 1 \quad \text{при } x \rightarrow 0, \quad \chi \rightarrow 0 \quad \text{при } x \rightarrow \infty. \quad (8)$$

Краевая задача (7), (8) решается численно. Результатом является универсальная табулированная ф-ция, к-рая монотонно убывает, обращаясь в нуль лишь на бесконечности (рис.).

Условия применимости квазиклассич. приближения, лежащего в основе Т.—Ф. а., нарушаются на малых расстояниях от ядра ($r \ll \hbar^2/e^2m$) и вдали от него ($r \gg \hbar^2/Ze^2m$). У тяжёлых атомов в области использования модели находится б. ч. электронов. Модель Т.—Ф. а. не передаёт всех деталей распределения электронной плотности внутри атома, но позволяет достаточно точно установить общий характер этого распределения.



С помощью модели Т.—Ф. а. можно вычислить полную энергию ионизации атома, т. е. энергию, необходимую для удаления всех электронов из нейтрального атома. Эта энергия равна половине энергии электростатич. взаимо-

действия между электронами, распределение к-рых описывается ф-лой (3) и ур-нием (4).

Модель Т.—Ф. а. не учитывает *обменного взаимодействия* между электронами. Связанные с ним эффекты — следующего порядка малости по параметру $Z^{-2/3}$. Поэтому учёт обменного взаимодействия требует одновременного учёта др. эффектов такого порядка.

Ур-ние (7) имеет также решения, не обращающиеся в ноль в 0 и расходящиеся на бесконечности. Они определяют ф-цию $\chi(x)$ для нейтрального атома, на границе к-рого плотность заряда остаётся отличной от 0. Физически это соответствует «сжатому» атому, заключённому в нек-рый заданный конечный объём; такая модель оказалась полезной при изучении ур-ния состояния вещества при больших степенях сжатия.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Гомбах П., Статистическая теория атома и ее применения, пер. с нем., М., 1951; его же, Проблема многих частиц в квантовой механике, пер. с нем., 2 изд., М., 1953; Левин В. Г., Владовиц Ю. А., Мямлин В. А., Курс теоретической физики, т. 2, М., 1962; Э. М. Эмтенин.

ТОМАСА — ФЕРМИ МЕТОД — приближённый метод расчёта многочастичных квантовых систем высокой плотности; один из методов *самосогласованного поля*. Разработан Л. Томасом (L. Thomas, 1927) и независимо от него Э. Ферми (E. Fermi, 1928) для многоэлектронных атомов в осн. состоянии (*Томаса — Ферми атом*). Электрон в многоэлектронном атоме рассматривается в суммарном поле атомного ядра и всех остальных электронов, к-рые создают иск-рое центральное поле, полс. плотность электронов в свою очередь рассматривается как плотность вырожденного идеального *ферми-газа*, находящегося в этом ср. поле, и связана с ним через *ферми-теорию*. Это означает, что выбор ср. потенциала поля должен быть «самосогласованным».

На основе Т.—Ф. м. удалось объяснить порядок заполнения электронных оболочек в атомах, он позволяет также объяснить порядок заполнения нуклонами оболочек ядра.

ТОМАСА — ФЕРМИ ТЕОРИЯ — приближённая квазиклассич. статистич. теория неоднородных плотных многочастичных систем. Предложена для электронного газа высокой плотности Л. Томасом (L. Thomas) в 1926, развита Э. Ферми (E. Fermi) в 1928 применительно к многоэлектронным атомам. В Т.—Ф. т. распределение частиц в многочастичной системе характеризуется не волновой ф-цией, а зависящей от координат концентрацией (плотностью) частиц $n(r)$ (r — пространственная координата). При этом соотношение для однородного электронного газа применяется локально к неоднородному облаку заряда, к-рое существует в атомах, молекулах или твёрдых телах. Такое приближение оправдано, когда отнесит. изменение электронной плотности $n(r)$ или связанного с ней потенциала мало на расстояниях порядка де-бройлевской длины волны электрона.

В Т.—Ф. т. вводится понятие локального фермиевского импульса $p_F(r)$, связанного с $n(r)$ соотношением теории однородного *ферми-газа* при $T=0$ К:

$$n(r) = \frac{p_F^3(r)}{3\pi^2 \hbar^3}. \quad (1)$$

Ввиду неоднородности системы возникает *самосогласованное поле* с потенциалом $V(r)$, действующее на электроны. Ферми-энергия системы ϵ_F не зависит от координат (в противном случае частицы могли бы переместиться в пространстве так, чтобы ещё более уменьшить энергию системы) и связана с $p_F(r)$ и $V(r)$ соотношением

$$\epsilon_F = \frac{p_F^2(r)}{2m} + eV(r), \quad (2)$$

где m — масса частиц.

Из (1) и (2) следует соотношение

$$n(r) = \left(\frac{2m}{3\pi^2 \hbar^3} \right)^{3/2} [\epsilon_F - eV(r)]^{3/2}. \quad (3)$$

справедливо при условии, что $eV(r) \leq \delta_F$; в противном случае $n(r) = 0$.

Др. условием, связывающим $n(r)$ и $V(r)$, является Пуассона уравнение для самосогласованного поля $V(r)$:

$$\nabla^2 V(r) = -4\pi en(r), \quad (4)$$

причем $\int n(r) dr = N$, где N — полное число электронов в системе (интеграл берётся по всему объёму).

Поле атомного ядра (в случае атома) либо заряженной примеси (в кристалле) в задаче об экранировании обычно учитывается граничными условиями: заряд кристаллической решётки (предполагаемый равномерно распределённым по объёму) учитывается введением дополнитель. члена в правую часть ур-ния (4).

Нелинейное ур-ние для $V(r)$, получающееся из (3) и (4), ренается либо численно (напр., в случае сферически симметричного атома решение протабулировано), либо в линейном приближении (в случае экранирования заряд. примеси). В дальнейшем Т.—Ф. т. была усовершенствована нутём учёта обменных, корреляционных и релятивистских эффектов, поправок на градиент плотности, конечную темп-ру. Т.—Ф. т. применима, помимо многоэлектронных атомов и молекул, также к атомному ядру, внутризёдной материи, экранированию зарядов в металлах и вырожденных полупроводниках и т. д.

Лит.: Гомбаш П., Проблема многих частиц в квантовой механике, пер. с нем., 2 изд., М., 1953; Киржич Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963; Слэтер Дж., Диэлектрики, полупроводники, металлы, пер. с англ., М., 1969; Теория изоэлектронного электронного газа, под ред. С. Луиджиста, И. Марча, пер. с англ., М., 1987.

ТОМАСОВСКАЯ ПРЕЦЕССИЯ — релятивистский кинематический эффект, заключающийся в том, что ось гироскопа поворачивается (прецессирует), когда его точка подвеса движется по криволинейной траектории (в общем случае гироскоп следует понимать как частицу, задающую определ. направление, напр. электрон со спином). В мгновенно соутствующей (сопровожающей) инерциальной системе отсчёта угл. скорость прецессии

$$\Omega_T = \frac{\gamma - 1}{v^2} [v, a],$$

где v и a — скорость и ускорение гироскопа в лаб. системе отсчёта, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Если точка подвеса гироскопа движется по окружности радиусом r с пост. угл. скоростью ω , то $\Omega_T = \omega \{ [1 - (\omega r/c)^2]^{-1/2} - 1 \}$.

В лаб. системе отсчёта угл. скорость прецессии в z раз меньше: $\Omega_T^z = (1 - \gamma^{-1}) [v, a] / v^2$; в частности, при движении

$$\text{по окружности } \Omega_T^z = \omega (1 - \sqrt{1 - (\omega r/c)^2}) \quad (\text{рис. 2}).$$

Т. п. объясняется относительностью понятия криволинейного поступат. движения системы материальных точек. Если в одной инерциальной системе отсчёта K скорости всех точек тела в момент времени t одинаковы, то в другой инерциальной системе отсчёта K' в момент времени t' при ускоренном движении тела они будут разными (см. *Относительность теории*).

В квантовой физике Т. п. ироявляется в осцилляции комбинских амплитуд вероятности спиновых состояний частицы в силовом поле.

Эффект предсказал в 1926 Л. Томас (L. Thomas), он учёл связанные с прецессией поправки при расчёте синхротронного взаимодействия в атоме водорода, получил согласующуюся с экспериментом тонкую структуру спектровых линий и правильно описал аномальный *Земана*

эффект. Т. п. позволяет также качественно объяснить спинорбитальное взаимодействие нуклонов в атомном ядре и причину «обращения» дублетов в ядре. В 1978 Т. п. была зарегистрирована для мюонов на ускорителе в ЦЕРНе. Влияние Т. п. приводит к сдвигу нуля интерференционной картины встречных волн де Бройля частиц (электронов, нейтронов и др.) в кольцевых интерференционных датчиках скорости. Л. Шифф (L. Schiff) в 1960 предложил эксперимент по обнаружению классич. эффекта Т. п. с помощью гироскопа, установленного на ИСЗ, но существующий техн. уровень недостаточен для его реализации.

Лит.: Thomas L. H., «Nature», 1926, v. 117, p. 514; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; Schiff L. I., Possible new experimental test of general relativity theory, «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 4, № 5, p. 215; Джэксон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Мёллер К., Теория относительности, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Field J. H., Picasso E., Combley F., Tests of fundamental physical theories from measurements of free charged leptons, CERN, Gen., 1978; Anandan J., Sagnac effect in relativistic and nonrelativistic physics, «Phys. Rev. D», 1981, v. 24, № 2, p. 338; Mashhoon B., Neutron interferometry in rotating frame of reference, «Phys. Rev. Lett.», 1988, v. 61, № 23, p. 2639.

Г. В. Малюков, Г. В. Переткин.

ТОМОГРАФИЯ (от греч. tomos — сечение, слой) — метод исследования внутр. структуры разл. объектов (промышленных изделий, минералов, биол. тел и др.), заключающийся в получении послойных изображений объекта при облучении его рентг. лучами, ультразвуком или др. излучениями. Соответственно различают *рентгеновскую томографию* (радиационную), ультразвуковую, оптическую, магниторезонансную Т. и др.

Техника получения изображений отд. слоёв пространственных объектов разнообразна. Существуют методы продольного, поперечного, панорамного, симультанного томографирования с разл. вариантами просц. облучения объектов. Особенно совершенное изображение получают в компьютерной (вычислительной) Т.

При томографии, регистрации изображения к.-л. слоя объекта источник излучения (напр., рентг. трубка) движется прямолинейно или по кругу в плоскости X_0 , параллельной регистрируемому слою X_1 , над объектом. Регистрирующий материал, обычно фотопленка, движется нозади объекта в плоскости X_2 , также параллельной плоскости движения источника, по аналогичным (нодобным) траекториям, но в обратном направлении. Этим достигается стабилизация положения изображения регистрируемого слоя на фотоматериале, с одновременным размытием очертаний др. слоёв.

Интересна возможность одноврем. получения изображений мн. параллельных слоёв объекта (тсла) на ряде фотопленок, расположенных одна над другой. Такой метод регистрации наз. симультан. Симультанная Т. открывает возможность отображать в объёмной регистрирующей среде полное трёхмерное теневое изображение объекта, просвечиваемого рентг. лучами.

Принципиальная схема симультанного томографа показана на рис. 1. Точечный источник излучения $S(x, z=0)$ находится в плоскости $X_0 (z=0)$. Точка объекта $A(x=0, z=R)$ лежит в плоскости X_1 , удалённой на расстояние R от $X_0 (z=R)$, на оси OZ , нормальной к обеим плоскостям X_0 и X_1 . Теневое изображение точки A точка $A'(-\xi, z=H)$ лежит в плоскости $X_2 (z=H)$, удалённой на расстояние H от X_0 и тоже нормальной к оси OZ .

Для того чтобы при перемещении источника S на величину Δx изображение точки объекта A ирорцировалось на иррежий участок регистрирующей среды, ёе нужно нерединуть на расстояние $\Delta \xi$ в сторону, противоположную направлению движения источника. Обозначив $H/R = \mu$, и ирреок соотношений имеем: $\Delta \xi / \Delta x = (H - R) / R = \mu - 1$. Соотношение скоростей движения источника излучения v_0 в плоскости X_0 и движения регистрирующей среды v_2 в плоскости X_2 должно быть: $v_2 = v_0 (\mu - 1)$.

Величина μ показывает также масштаб регистрируемого изображения $A'D'$ относительно размера объекта AD . Из геом. соотношений, представленных на рис. 1, очевидно, что для точки B справедливы такие же соотношения, как

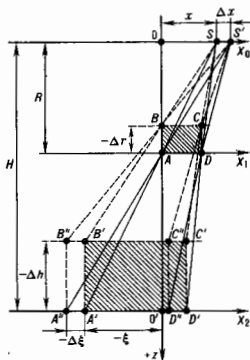


Рис. 1. Принципиальная схема одновременной томографической записи.

и для точки A , т. е. масштаб томографич. изображения в продольном направлении $AB \rightarrow A'B'$ таков же, как и в поперечном, т. е. получаемое объёмное изображение $A'B'C'D'$ оказывается ортоморфичным объекту $ABCD$ и увеличенным в n раз.

В качестве объёмной регистрирующей среды можно использовать, напр., многослойный набор фотоплёнок, заключённых в общую кассету и расположенных любым образом. Напр., как показано на рис. 2, слои фотоплёнок $1, 2', 3'$ могут быть расположены наклонно к направлению движения кассеты. В этом случае на плёнках будут одновременно (одновременно) зарегистрированы изображения, соответствующие косым сечениям объекта $1, 2, 3$.

Кинематич. схема осуществления проекц. Т. возможна в 3 вариантах. Первый вариант, описанный выше, заключается в том, что просвечиваемый объект стоит неподвижно, а движется источник облучения и в противоположном направлении перемещается регистрирующая среда. Второй вариант может быть осуществлён с неподвижной регистрирующей средой и перемещающимися источниками и объектом. Третий вариант возможно осуществить с неподвижным источником и перемещающимся объектом и регистрирующей средой.

При обработке на ЭВМ, сравнивая оптич. плотности томографич. изображений смежных слоёв объекта, можно на изображении регистрируемого слоя в значит. мере ослабить паразитные засветки и тени от структурных элементов др. слоёв объекта и выделить слабоконтрастные детали регистрируемого слоя.

Применяя в качестве регистрирующей среды флюоресцентный экран и используя телевизионную систему для ввода изображения в ЭВМ, можно, последовательно перемещая экран по глубине томографич. изображения, непосредственно наблюдать на экране дисплея глубинное строение регистрируемых объектов.

Компьютерная томография основана на том, что при просвечивании рентг. излучением объекта со сложной внутр. структурой информация об этой структуре может быть восстановлена по вычислению пространственного распределения интенсивности излучения, прошедшего через объект. Для получения картины распределения вещества в тонком слое тела просвечивают данное сечение тела пучками параллельно или всеравно излучающих коллимированных рентг. лучей, проходящих через исследуемый слой с разных сторон. В каждом из последоват. положений измеряется интенсивность излучения, прошедшего сквозь контролируемый слой, с помощью детекторов, расположенных по периферии контролируемого сечения объекта. Измерения интенсивности излучения подаются в память ЭВМ, где накапливается массив данных, но x -рым затем

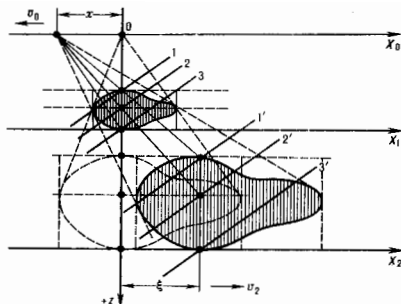


Рис. 2. Многослойная регистрация объёмного томографического изображения.

вычисляются коэф. ослабления излучения или значения плотности материала (вещества) объекта во всех ячейках сетки, образованной пересечениями разнонаправленных лучей в данном слое. По рассчитанным коэф. ослабления излучения на экране дисплея компьютером формируется двумерное полутоновое изображение исследуемого сечения объекта.

Задача реконструкции изображения состоит в нахождении двумерного распределения линейной коэф. ослабления излучения $\mu(x, y)$ по известным экспериментально измеренным оценкам набора одномерных проекций (лучевых сумм вдоль прямых линий) $p(r, \varphi)$. Эта задача формально сводится к решению интгрального уравния для нормализованной величины линейной проекции вида

$$p(r, \varphi) = \ln \left[\frac{I_0(r, \varphi)}{I(r, \varphi)} \right] = \int \mu(x, y) ds, \quad (*)$$

где координата каждого отдельного луча в проекции определяется как $r = x \cos \varphi + y \sin \varphi$. Здесь I_0 и I — интенсивности излучения, x -рым детектор измерил бы в отсутствие объекта и в его присутствии соответственно. На рис. 3

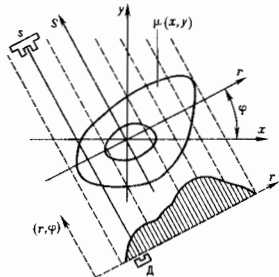


Рис. 3. Система координат при реконструкции плотности томографического изображения $\mu(x, y)$ по известным параллельным проекциям.

представлена система координат при реконструкции двумерного распределения $\mu(x, y)$ по известным параллельным проекциям $p(r, \varphi)$. Параллельным рядом прямых показано направление лучей от источника излучения S к детектору D . Искомое распределение $\mu(x, y)$ можно воссоздать с необходимой точностью, используя известные алгоритмы, x -рым подразделяют на 2 осп. группы: алгебраические и аналитические.

В рамках алгебраич. методов распределение $\mu(x, y)$ ищут в виде квадратной матрицы из n столбцов и n строк элементарных ячеек с постоянной, в пределах ячейки, рентг. плотностью μ . Осн. ур-ние принимает вид:

$$\rho_{ij} = \sum_{k=1}^n \alpha_{kj} \mu_k$$

где α_{ij} — весовой коэф., отражающий вклад i -й ячейки в j -ую лучевую сумму; N — общее число ячеек в изображении (для круглого объекта).

Аналитич. методы реконструкции наиболее строги, они базируются на преобразованиях Фурье, обычно их разделяют на 2 группы, отличающиеся процедурой решения: двумерная реконструкция Фурье и обратная проекция с фильтрацией. В последнем случае применимы 3 разновидности фильтрации: Фурье, по Радону и свёртка.

К достоинствам метода компьютерной Т. относится то, что томография, изображение представляется объективное распределение величины линейного коэф. ослабления излучения по воспроизводимому сечению. Это создаёт предпосылки для автоматизации расшифровки результатов и анализа контролируемых объектов. Получаемое изображение данного сечения не имеет теней или помех от структур, неоднородностей и деталей, содержащихся в др. слоях объекта. Высокая точность измерений и численный позволяет при анализе изображений различать вещества и ткани, весьма мало отличающиеся друг от друга по плотности. Совр. средства компьютерной Т. обеспечивают пространственное разрешение $0,5$ — $0,2$ мкм; ирродольное разрешение соответствует толщине слоя (обычно 5 — 10 мкм); разрешение по плотности контролируемого вещества (тканей) доведено до $0,1\%$.

Лит.: Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. Основы реконструктивной томографии, пер. с англ., М., 1983; Вайнберг Э. И., Клюев В. В., Курозаев В. П., Промышленная рентгеновая вычислительная томография, в кн.: Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Справочник, под ред. В. В. Клюева, 2 изд., т. 1, М., 1986. Н. А. Валов.

ТОМСОНА — ШВИНГЕРА УРАВНЕНИЕ — основное уравнение движения в квантовой теории поля, к-рое обобщает Шрёдингера уравнение и, в частности, является исходным нуктоном для построения матрицы рассеяния.

Сразу же после открытия квантовой механики начались попытки расширить её на релятивистскую область. На этом пути возникла принципиальная трудность, связанная с тем, что в формализме квантовой механики (и в исходном для неё гамильтоновом методе, и в ур-нии Шрёдингера) время играет существенно выделенную роль. С др. стороны, в теории относительности время и пространственные координаты должны выступать совершенно симметрично, как компоненты одного 4-вектора.

Чтобы найти релятивистское обобщение ур-ния для эволюции состояний, потребовалось понять, что нерелятивистское время выступает как бы в двух разл. ипостасях, к-рые при релятивистском обобщении расщепляются. С одной стороны, это индивидуальное время события — именно это время должно быть симметрично координатам; с другой — оно служит общим «мировым» временем, упорядочивающим события в пространственно разнесённых точках. Релятивистским обобщением этой второй функции времени может служить любая совокупность взаимно пространственноподобных точек, такая, что любая временноподобная мировая линия включает одну и только одну точку этой совокупности. Такой совокупностью является пространственноподобная гиперповерхность $\sigma(x)$.

Временная эволюция системы состоит в переходе от характеристики системы на одной такой гиперповерхности к другой. При квантовом описании состояния системы характеризующая его волновая функция (или, как говорят, амплитуда состояния) $\Psi[\sigma]$ должна быть функционалом от гиперповерхности $\sigma(x)$, и, следовательно, релятивистское волновое ур-ние должно иметь форму ур-ния в вариационных производных

$$i\hbar \frac{\delta \Psi[\sigma]}{\delta \sigma(x)} = H(x|\sigma) \Psi[\sigma], \quad (*)$$

к-рое выражает изменение амплитуды состояния $\Psi[\sigma]$ при бесконечно малом изменении $\delta \sigma(x)$ гиперповерхности σ в окрестности 4-точки x . Здесь $H(x|\sigma)$ — плотность гамильтониана (кратко наз. гамильтониан) в точке x , лежащей на σ . Обычно Т.—Ш. у. применяют во взаимодействии N предствлений, тогда в H входит только гамильтониан взаимодействия H_{int} . Условие совместности ур-ний, получающихся при выборе для варьирования на одной σ разных точек x и y , является локальная коммутативность гамильтонианов в пространственноподобных точках:

$$[H(x), H(y)] = 0 \text{ для } x \sim y.$$

Ур-ние (*) в описанной форме было независимо введено С. Томсона (S. Tomonaga, 1946) и Ю. Швингером (J. Schwinger, 1948) и послужило основой для построения инвариантной возмущенной теории.

Лит.: Tomonaga S., On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields, «Prog. Theor. Phys.», 1946, v. 1, p. 27; Schwinger J., «Phys. Rev.», 1948, v. 74, p. 1939; Ахметер А. И., Берестетский В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984. Б. В. Медведев.

ТОМСОНА ЭФФЕКТ, объёмное выделение или поглощение тепла в проводнике при совместном действии электрич. тока и градиента темп-ры. Относится к термоэлектрическим явлениям, анализ к-рых, проведённый Томсоном, привёл к открытию эффекта. При наличии в проводящей среде градиента темп-ры ∇T и электрич. тока плотностью j тепловая мощность, выделяемая в единице объёма, равна:

$$Q = \rho j^2 + \tau(j \nabla T).$$

Здесь τ — коэф. Томсона. Первый член описывает тепло Джоуля, второй — дополнит. выделение тепла или его поглощение в зависимости от направления тока j и ∇T , а также знака τ .

Т. э. связан с 2 факторами. Во-первых, т. к. коэф. Пельтье π (см. Пельтье эффект) непосредственно связан со ср. энергией частиц в потоке, то градиент темп-ры при наличии температурной зависимости $\pi(T)$ приводит к изменению ср. энергии носителей заряда вдоль образца. Это изменение при протекании тока сопровождается, в силу закона сохранения энергии, соответствующим выделением или поглощением тепла в объёме образца. Во-вторых, в выделении тепла при прохождении тока участвует электрич. поле E' (JE). Поле E' при наличии градиента темп-ры благодаря термоэдс создаёт слагаемое $\alpha \nabla T$ (α — коэф. термоэдс), к-рое после умножения на j также даёт вклад в Т. э. Коэффициент Томсона связан с π и α соотношением Томсона

$$\tau = -\frac{\partial \pi}{\partial T} + \alpha = -T \partial \alpha / \partial T.$$

Учитывая соотношение Томсона, можно получить величину зависимости τ от темп-ры, концентрации носителей заряда n и др. параметров из соответствующих зависимостей α . В частности, если в проводнике имеется один тип носителей, в случае классич. статистики при изотропном квадратичном законе дисперсии носителей $\tau = -(3/2)(k/e)e = \pm 129 \text{ мкВ/К}$ (e — заряд носителя).

Измерив $\tau(T)$ в широком интервале темп-ры, можно затем нутём интегрирования по темп-ре найти $\alpha(T)$. При этом определяется коэф. термоэдс одного материала, а не разность коэф. двух материалов, как при непосредственном измерении α и т. Это позволило, измерив τ и определив из него α в одном из металлов, получить абс. термоэлектрич. шкалу.

Техн. применения Т. э. не имеет, но должен учитываться в относительно точных расчётах термоэлектрич. устройств.

Лит. см. при ст. Термоэлектрические явления. Ю. И. Равич.

ТОМСОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА — рассеяние света свободным покоящимся электроном; процесс упругий с высокой точностью, т. е. происходит без изменения частоты. Сечение рассеяния вычислено Дж. Дж. Томсоном (J. J. Thomson) в 1912 и имеет вид:

$$\sigma_e = (8\pi/3) r_0^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2,$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классич. радиус электрона. Подробнее см. в ст. *Рассеяние света*.

ТОН — акустик. сигнал определённой высоты; в простейшем случае — чистый тон, т. е. синусоидальный сигнал данной частоты. Т. может иметь тембральную окраску, т. е. содержать составляющие нескольких частот. Высота Т. определяется осн. частотой звука и в небольшой степени зависит от его громкости; она является одной из гл. характеристик звучания музыкальных инструментов.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА (мультиплетное расщепление) уровней энергии — расщепление уровней энергии (термов) атома, молекулы или кристалла, обусловленное гл. обр. *спин-орбитальным взаимодействием*. Тонкое расщепление уровней — причина возникновения Т. с. спектральных линий. Мультиплетное расщепление электронных уровней энергии молекул связано с т. н. взаимодействием спин — ось.

Спин-орбитальное взаимодействие играет осн. роль в атомах с одним электроном сверх замкнутых оболочек, а также атомах, расположенных в середине и в конце периодич. системы. Число подуровней, на к-рое расщепляется уровень энергии n в нормальном орбитальном моменте L и полным спином S при $S \leq L$, равно *мультиплетности* уровня энергии $2S+1$, а при $S > L$ оно равно $2L+1$.

Каждый подуровень (компонента Т. с.) характеризуется квантовым числом J полного момента импульса электрона: $J = L + S$. Разности энергий между соседними компонентами Т. с. уровня энергии с данными L и S в большинстве случаев, когда понятие Т. с. имеет смысл, удовлетворяют правилу интервалов Ланде: $\delta_{j-1} - \delta_{j+1} = AJ$, где A — постоянная спин-орбитального взаимодействия, зависящая только от L и S . Для высоко возбужденных уровней $A \propto (n^*)^{-3}$, где $n^* = n - \delta_l$ — эффективное главное квантовое число, δ_l — *квантовый дефект*. В многоэлектронных атомах правило интервалов Ланде иногда нарушается вследствие взаимодействия (наложения) конфигураций, а также магн. взаимодействий между спинами электронов и взаимодействий спина одного электрона с орбитальными моментами др. электронов (взаимодействием спин — чужая орбита). Последние два типа взаимодействий играют важную роль в гелиподобных и нек-рых др. лёгких атомах и ионах.

В спектрах *водородоподобных атомов* ($S=1/2$) сдвиг уровня энергии (с учётом зависимости массы от скорости) равен:

$$\Delta\epsilon_{nj} = -Ry \alpha^2 Z^4 \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) n^{-3},$$

где $Ry = me^4/2h^2$; α — *тонкой структуры постоянная*; Z — заряд ядра; n — главное квантовое число.

Величина тонкого расщепления ниж. уровней у самых лёгких атомов (H, He, Li, Be) порядка $0,1 - 1 \text{ см}^{-1}$ и быстро растёт с увеличением атомного номера (заряда ядра). Напр., расщепление осн. уровня энергии атома ядра ($Z=3$) составляет 7603 см^{-1} .

О т. с. уровней энергии атома имеет смысл говорить лишь в том случае, когда достаточно хорошо выполняется приближение LS - или JK -связи (см. *Связь векторная*) и тонкое расщепление мало по сравнению с расстоянием между уровнями энергии.

Иногда термином «Т. с.» над, пики или провалы в пределах контура спектральной линии, возникающие по к.-л. причине.

Лит. см. при статьях *Атом, Атомные спектры, Молекула*, Е. А. Юков.

ТОНКИЕ ЖИДКИЕ ПЛЁНКИ (ТЖП) — плёнки жидкой фазы α , граничащие с одинаковыми β (симметричные ТЖП) или разными β и β' (несимметричные ТЖП) текучими (жидкими или газообразными) фазами и имеющие столь малую толщину, что взаимодействие их межфазных границ становится существенным. Т. о., толщина ТЖП сопоставима с радиусом молекулярных корреляций в плёнке и граничащих фазах. Если фаза α — простая жидкость, то в обычных условиях толщина ТЖП составляет порядка неск. нм, однако достигает значит. размеров при приближении к критическому состоянию граничащих фаз, а также в том случае, когда ТЖП получены из растворов *по размерам, мицеллярных растворов или жидких кристаллов*.

К ТЖП по формальному признаку относят тонкие граничные слои жидкости на смачиваемых твёрдых поверхностях (см. *Смачивание*), жидкие прослойки между твёрдыми поверхностями, полимолекулярные адсорбц. слои *поверхностно-активных веществ* (ПАВ) на границе двух взаимно нерастворимых текучих фаз. К ТЖП относят также симметричные и несимметричные бислоиные мембраны (в частности, бислоиные липидные мембраны, образующие основу оболочек живых клеток; см. *Клеточные структуры*), состояние из двух плотноупакованных слоёв амфифильных молекул, гидрофобные (углеводородные) радикалы к-рых ориентированы внутрь мембраны, а гидрофильные — в сторону граничащих водных фаз.

Свойства практически важных дисперсных систем и природных объектов — эмульсий, исп. мицеллярных растворов, дисперсий коацерватных капель, везикул, биологических клеток и др. — определяются свойствами ТЖП, содержащихся в таких системах. Само существование этих систем зависит от взаимодействия между граничащими фазами в ТЖП и устойчивости ТЖП к прорыву.

Взаимодействие между дисперсными частями, реализуемое через ТЖП, а также реологич. свойства ТЖП в большей степени влияют на энергетич. параметры, а также на вязкост., пластичность, эластичность, прочность дисперсных систем (напр., высококонцентрированных эмульсий, высококаричных пен, живых клеток), чем реологич. свойства макроколлоид. фаз, из к-рых образованы сами системы.

Многочисл. технол. процессы, а также процессы и явления, происходящие в природе и живых организмах, сопровождаются образованием и разрушением ТЖП. В нек-рых случаях повышение устойчивости к прорыву (времени жизни) ТЖП является необходимым [напр., при длит. хранении высококонцентрированных эмульсий — топливных, пищевых, фармацевтич. и др., при транспортировании по трубопроводам нефтяных и битумных эмульсий, при движении эритроцитов по кровеносным сосудам, при ожогах (с помощью пен или смачивающих плёнок)]. В др. процессах, напротив, с помощью разл. физ.-хим. воздействий время жизни ТЖП должно быть уменьшено (напр., при сливании биол. клеток, направленном транспорте по кровотоку нагруженных лекарственных средствами лимфо- в на определ. органы, «прицельное» разрушение их оболочек и высвобождение лекарственных средств, при сбирании плёнок нефти на поверхности водоёмов, образовании пен в биотехнол. реакторах, разрушении «соапстоков», образующихся в процессе рафинации растит. масел).

Формирование ТЖП может быть условно разбито на неск. характерных этапов, протекающих с разл. скоростью. При относительно большом расстоянии между приближающимися поверхностями текучих частей (много большего радиуса действия поверхностей сил; рис. 1, а) вязкост. плотность и др. физ. свойства образующей жидкой «толстой» (не тонкой по определению) плёнки идентичны свойствам макроколлоид. жидкой фазы α , из к-рой образована плёнка. Утоньшение такой жидкой плёнки описывается *Навье — Стокса уравнениями* гидродинамики с граничными условиями, учитывающими капиллярные эффекты (деформируемость межфазных поверхностей, поверхностная реология, свойства адсорбц. слоёв ПАВ и их диффузию, возникновение градиентов поверхностной плотности

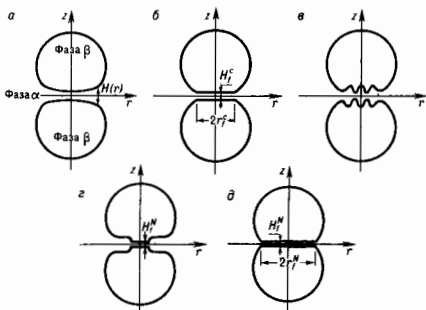
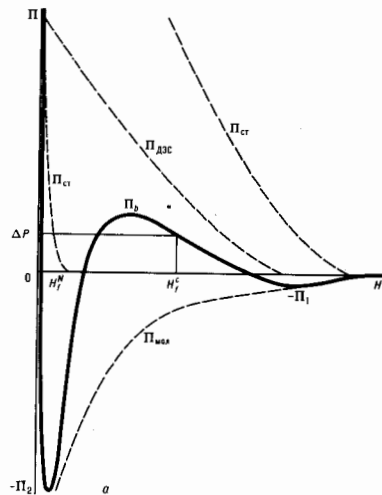


Рис. 1. Основные этапы формирования ТЖП при сближении двух капель или пузырьков: *a* — взаимное сближение межфазных поверхностей в условиях гидродинамического течения жидкой фазы 2; *b* — образование относительно толстых (т. е. обычных чёрных) плёнок толщиной H_f^c и радиусом r_f^c ; *c* — термические флуктуации толщины ТЖП, приводящие к их прорыву (коалесценции капель) или к образованию чёрных пятен (т. е. пьютониевских чёрных плёнок) толщиной H_f^m (r_f^m), которые увеличиваются в размере, в результате чего ТЖП достигает равновесного размера радиусом r_f^m (θ).

Рис. 2. Зависимость расклинивающего давления $\Pi(H_f)$ ТЖП от её толщины H_f : *a* — различные составляющие расклинивающего давления (нунктирные кривые) и результирующая изотерма расклинивающего давления (сплошная линия); *b* — тонкая плёнка воды, стабилизированная ионами ПАВ; *c* — ТЖП, стабилизированная адсорбционными слоями макромолекул.



электрич. зарядов и величины адсорбции ПАВ, приводящие к gradientу межфазного натяжения, и др.).

При утоньшении жидкой плёнки до некр-рой толщины H_f^c взаимодействие между межфазными поверхностями становится заметным (рис. 1, *b*), и описание кинетики утоньшения такой, уже тонкой по определению, плёнки требует учёта т. н. расклинивающего давления $\Pi(H)$, к-рое представляет в виде суммы независимых друг от друга вкладов поверхностных сил разл. природы: молекулярного притяжения $\Pi_{\text{моп}}(H)$, ионно-электростатич. отталкивания между ДЭС — двойными электрич. слоями — $\Pi_{\text{ДЭС}}(H)$ и контактного (стерического) взаимодействия между адсорб. слоями ПАВ $\Pi_{\text{ст}}(H)$ [рис. 2; о термодинамич. определении $\Pi(H)$ см. ниже].

$$\Pi(H) = \Pi_{\text{моп}}(H) + \Pi_{\text{ДЭС}}(H) + \Pi_{\text{ст}}(H). \quad (1)$$

По соглашению, $\Pi(H)$ считают положительным, если поверхности отталкиваются, и отрицательным, если они притягиваются.

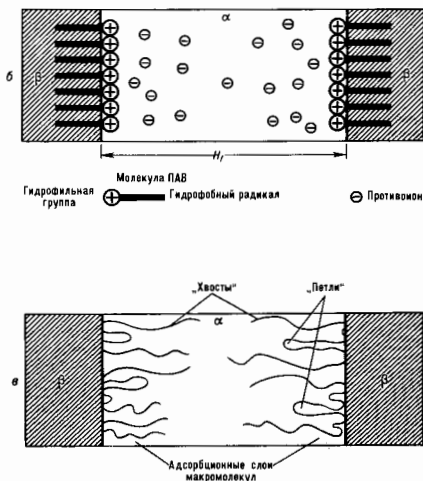
Изотерму $\Pi_{\text{моп}}(H)$ для ТЖП можно представить в виде

$$\Pi_{\text{моп}}(H) = -\mathcal{A} / 6\pi H^3, \quad (2)$$

где \mathcal{A} — т. н. постоянная Гаммаера, учитывающая дисперс. взаимодействия между молекулами макроскопич. фаз (см. Межмолекулярное взаимодействие). Учёт эл.-магн. запаздывания для взаимодействующих молекул приводит к зависимости $\Pi_{\text{моп}}(H) \propto -H^{-5.5}$.

В макроскопич. теории межмолекулярного взаимодействия (Е. М. Лифшиц, И. Е. Дзялошинский, Л. П. Питаевский) $\Pi_{\text{моп}}(H)$ рассчитывается путём суммирования энергетич. спектра эл.-магн. флуктуаций в граничных конденсированных средах в рамках квантовой статистики на основе спектральных характеристик конденсированных фаз.

Для расчёта $\Pi_{\text{ДЭС}}(H)$ используются разл. аппроксимационные соотношения, выведенные на основе разл. моделей и механизмов образования ДЭС (рис. 1, *b*) и взаимодействия между ними. Сложности расчёта связаны в осн. с неопределённостью значения поверхностной плотности зарядов в процессе сближения межфазных поверхностей. В слу-



чае слабого перекрытия диффузных частей ДЭС Падс(*H*) обычно представляют в виде

$$Падс(H) = 32 \epsilon_0 e \left(\frac{kT}{e} \right) \gamma^2 K^2 e^{-KH}, \quad (3)$$

где ϵ_0 — электрич. постоянная (диэлектрич. проницаемость вакуума); e — относительная диэлектрическая проницаемость среды ТЖП; e — заряд электрона; $\gamma = \text{th}(e\psi_0/4kT)$; ψ_0 — потенциал межфазной поверхности на границе с диффузной частью ДЭС; $K = 1/R_D$, $R_D = \epsilon_0 \epsilon kT / (4\pi e^2 \sum c_i z_i^2)^{1/2}$ — дебаевский радиус, c_i и z_i — концентрация и валентность *i*-го противоиона (рис. 2, б).

Непосредственный (стерический) контакт между двумя адсорб. слоями ПАВ возникает на расстояниях порядка молекулярных размеров и приводит к т. н. стерическому отталкиванию между межфазными поверхностями, описываемому изотермой:

$$П_{ст}(H) = a \exp(-bH), \quad (4)$$

где *a* и *b* — коэффициенты (1/*b* имеет порядок длины молекулярной корреляции).

В общем случае результирующая изотерма расклинивающего давления Π имеет дальний и ближний коагуляц. минимумы глубины Π_1 и Π_2 соответственно и коагуляц. барьер высоты Π_b (рис. 2, а). При достаточно высоком электрич. потенциале ψ_0 межфазных поверхностей и низкой концентрации противоионов высота барьера Π_b может значительно превышать разность давлений $\Delta P = P_b - P_a$ в фазах α и β и образуются т. н. обычные чёрные плёнки — ТЖП с относительно большой толщиной H_1^* (H_1^* — меньше четверти длины видимого света; такие плёнки не отражают свет и потому в отражённом свете кажутся чёрными). При увеличении c_i или снижении ψ_0 высота барьера Π_b снижается и в обычных чёрных плёнках спонтанно возникают участки т. н. пьютониковских чёрных плёнок к толщине H_2^* , значительно меньшей H_1^* , или происходит коалесценция текущих фаз β , т. е. прорыв ТЖП (если макс. значение $\Pi_{ст} < \Delta P$). Представления о влиянии концентрации и валентности противоионов на устойчивость обычных чёрных плёнок к переходу в ньютоновские чёрные плёнки или к иррову ТЖП составляют основу теории ДЛФО, разработанной впервые Б. В. Дерягиным, Л. Д. Ландау, Э. Фервем (Е. J. W. Verwey) и Я. Овербеком (J. Th. G. Overbeek) для объяснения устойчивости гидрофобных зольей к коагуляции.

Составляющая $\Pi_{ст}$ может являться осн. фактором устойчивости ТЖП к прорыву в случае стабилизации их адсорбц. слоями макромолекул (напр., синтетич. полимерами или природными биополимерами — белками, полисахаридами). При достаточно высокой степени заполнения адсорбированными макромолекулами межфазных поверхностей для конформации макромолекул характерно наличие т. н. петель и хвостов (рис. 2, в), размеры к-рых порядка размеров макромолекулярных клубков в растворе и могут значительно превышать радиус действия молекулярных (ван-дер-ваальсовых) и электрич. сил в ТЖП. Расчёт $\Pi_{ст}$ показывает, что профиль изотермы $\Pi_{ст}(H)$ определяется в осн. взаимным отталкиванием «петель» и «хвостов», принадлежащих разл. адсорбц. слоям полимеров в ТЖП.

Разрушение (прорыв) ТЖП. Разрушение ТЖП (или скачкообразное утоньшение их до ньютоновских чёрных плёнок) происходит в момент достижения ими нек-рой «критич.» толщины. При безбарьерном утоньшении обычной ТЖП время её жизни τ определяется скоростью вытекания среды до момента прорыва. В случае существования коагуляц. барьера τ определяется в осн. высотой Π_b , а не гидроинт. факторами.

Существуют два подхода к объяснению влияния физ. факторов на устойчивость ТЖП к прорыву, основанные на разл. модельных представлениях ТЖП. Согласно первому подходу, применению для описания устойчивости обычных чёрных плёнок, жидкая плёнка представляется в виде непрерывной бездефектной жидкой среды, профиль к-рой в её «длинной» части возмущён термодиффуз.

волнами разл. длины и амплитуды (рис. 1, в). Прорыв такой плёнки происходит в результате возникновения критич. термич. флуктуации её толщины, в результате чего локальное утоньшение плёнки становится столь значительным, что молекулярные силы притяжения могут приводить к необратимому утоньшению плёнки и её прорыву. Осн. допущение при этом заключается в условии выноса из равенства $1/\lambda < \Pi$, где k — волновое число, что позволяет использовать ур-ние Навье — Стокса для описания вязкого ламинарного течения жидкости из плёнки при её утоньшении и волнового движения приповерхностных слоёв.

В рамках второго подхода, к-рый применяют для описания прорыва ньютоновских чёрных плёнок (в т. ч. бислойных мембран), ТЖП представляются в виде существенно «дефектной» среды, пронизанной термодиффузными возмущениями и исчезающими «дырками» разл. радиусов *r*. Работу их образования представляют в виде

$$W_b = -\pi r^2 \gamma + 2\pi r \kappa_f, \quad (5)$$

где γ — натяжение плёнки (мембраны) — отнесённый к единице площади избыток свободной энергии системы (большого термодинамич. потенциала при постоянных темп-ре *T* и химических потенциалах компонентов μ_i), κ_f — линейное натяжение мембраны — отнесённый к единице длины периметра «дырки» избыток свободной энергии системы. При возникновении дефекта критич. размера происходит его неогранич. рост и прорыв ТЖП.

Термодинамическое описание ТЖП. Свойства ТЖП отличаются от свойств жидкой фазы α , и ТЖП не могут считаться фазой в точном термодинамич. смысле, поскольку они неодиородны по толщине и характеризуются значит. градиентами локальных плотностей соответствующих экстенсивных термодинамич. свойств — свободной энергии, энтропии, массы. Термодинамич. описание ТЖП основано на методе избытков Гиббса, позволяющем представлять большую термодинамич. потенциал Ω системы, содержащей ТЖП, в виде суммы объёмной части Ω_v , относящейся к макроскопич. фазам, и поверхностного избытка Ω_s , отнесённого к разделяющим поверхностям в плёнке.

В общем случае ТЖП образует вместе с граничными с ней макроскопич. фазами многокомпонентную систему объёмом *V*, содержащую N_i молей каждого *i*-го компонента ($i = 1, 2, \dots, l$, *l* — число компонентов в системе). В состоянии термодинамич. и механич. равновесия абс. темп-ра *T* и хим. потенциалы μ_i компонентов ТЖП равны во всех частях системы, а вдоль λ и толщина *H* ТЖП поддерживаются постоянными с помощью внеш. сил, к-рые уравновешивают давления P_α и P_β в фазах α и β и натяжение плёнки γ . Если можно пренебречь силой тяжести, то фундам. термодинамич. ур-ние (см. Химическая термодинамика) для симметричной плоскопараллельной ТЖП имеет вид

$$d\Omega = -\sum_i N_i d\mu_i - SdT - P_0 dV + \gamma dA, \quad (6)$$

где *S* — энтропия системы. Поверхностный избыток Ω_s из ур-ния (6) можно выделить, используя два подхода: метод мембраны нулевой толщины и метод слоя конечной толщины.

Метод мембраны нулевой толщины заключается в условной замене открытой системы, содержащей ТЖП, на энергетически эквивалентную ей систему (референтную, по Гиббсу, систему, см. Поверхностные явления), в к-рой ТЖП заменена на разделяющую (по Гиббсу) поверхность, т. е. поверхность, хотя и имеющую нулевую толщину, однако характеризующуюся конечными значениями поверхностных плотностей свободной энергии, энтропии и массы. Весь объём *V* системы при этом считается заполненным фазой β : $V = V_\beta$. Мембранный метод описания ТЖП используется в том случае, когда толщина плёнки не является экспериментально измеримым параметром. Как и в случае свободных межфазных поверхностей, все экстенсивные параметры системы представляются в виде суммы объёмных частей, относящихся к фазе β , и но-

верхностных избытков, отнесённых к мембране f . В результате для случая плоскопараллельной ТЖП получаем два фундам. термодинамич. ур-ния—одно для референтной фазы β :

$$d\Omega_\beta = -\sum_i N_{i\beta} d\mu_i - S_\beta dT - P_\beta dV, \quad (7)$$

другое для мембраны f :

$$d\Omega_f = -\sum_i N_{if} d\mu_i - S_f dT + \gamma dA. \quad (8)$$

Из ур-ний (7) и (8) получается термодинамич. определение натяжения для плоской мембраны:

$$\gamma = \left. \frac{\partial \Omega_f}{\partial A} \right|_{\mu, T} = \left. \frac{\partial \Omega}{\partial A} \right|_{\mu, T, V}. \quad (9)$$

Применяя теорему Эйлера об однородных ф-циях, можно получить выражение для поверхностного избытка большого термодинамич. потенциала

$$\Omega = \gamma A. \quad (10)$$

а также Гиббса—Дюгема ур-нение для мембраны:

$$d\gamma = -\sum_i \Gamma_{if} d\mu_i - \eta_f dT. \quad (11)$$

в к-ром $\Gamma_{if} = N_{if}/A$ и $\eta_f = S_f/A$ —отнесённые к единице поверхности мембраны избытки чисел молей i -ых компонентов (величины адсорбции i -компонентов относительно мембраны) и энтропии соответственно.

нородной среды, какой является ТЖП. В отсутствие внеш. сил ср. значение обобщённого тензора давления должно удовлетворять условию равновесия:

$$\nabla P = 0, \quad (12)$$

откуда следует, что нормальная к поверхности плоской ТЖП компонента тензора давления $P_n = P_{zz} = P_\beta$ не зависит от координаты z (рис. 3, а), а тангенциальная компонента $P_t(z) = P_{xx} = P_{yy}$ является сложной ф-цией координаты z (рис. 3, б), причём в объёме фазы имеет место равенство $P_t(z) = P_\beta$.

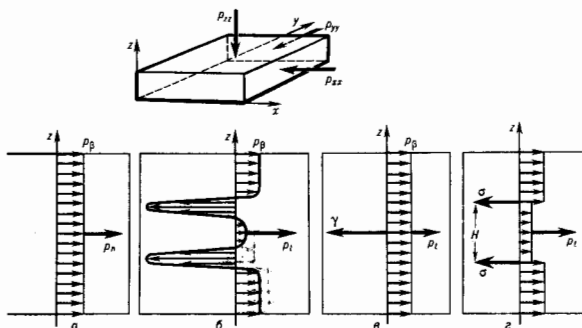
Для симметричной плоской ТЖП натяжение плёнки γ вычисляется как поверхностный избыток объёмного тензора напряжений, т. е. удельной (отнесённой к единице длины) силе, действующей в плоскости мембраны перпендикулярно ограничивающей её линии:

$$\gamma = \int_{-x}^x [P_\beta - P_t(z)] dz. \quad (13)$$

Для искривлённых ТЖП (в отличие от плоских) натяжение γ зависит от способа локализации разделяющей поверхности (мембраны). В частности, для сферич. ТЖП натяжение γ зависит от произвольно выбранного радиуса R разделяющей поверхности:

$$\gamma = \int_0^R [P_\beta - P_t(r)] \frac{r^2}{R^2} dr + \int_R^{R_0} [P_\beta - P_t(r)] \frac{r^2}{R^2} dr. \quad (14)$$

Рис. 3. Связь натяжения γ плёнки и межфазного натяжения σ в плёнке с компонентами обобщённого тензора гидростатического давления: σ —зависимость нормальной компоненты $P_n = P_{zz}$ тензора давления от z ; σ —зависимость тангенциальной компоненты $P_t = P_{xx} = P_{yy}$ тензора давления от z ; σ —результат замены ТЖП на мембрану нулевой толщины; σ —результат замены ТЖП на две разделяющие поверхности.



Ур-ние (9) составляет термодинамику, основу для вычисления натяжения мембраны γ , а также др. поверхностных избытков путём дифференцирования статистических сумм малого канонического (при постоянных T и N_i) и большого канонического (при постоянных T и μ_i) ансамблей (см. Гиббса распределения), выражаемых через потенциалы межмолекулярного взаимодействия и молекулярные ф-ции распределения. При этом учитываются энергия теплового движения атомов, молекул и ионов, энергия ван-дер-ваальсовых сил и сил эл.-статич. взаимодействия ионов и ионогенных групп в молекулах, а также сил борновского отталкивания и водородных связей.

В рамках статистич. механики можно определить γ и прямым вычислением компонентов тензора давления, усреднённых по микроскопич. объёмам жидкой среды путём суммирования возможных межмолекулярных взаимодействий. Основа метода—представления локальной (микроскопич.) термодинамики (или гидродинамич. приближения), согласно к-рым соотношения макроскопич. термодинамики выполняются в каждом сколь угодно малом микроскопич. элементе объёма анизотропной и неол-

десь R_β —радиус сферич. поверхности, проведённой в объёме фазы β , где $P_t(R_\beta) = P_\beta$.

В общем случае искривлённой (несферической) мембраны её механич. состояние характеризуется отличными от нуля изгибающим B и скручивающим θ моментами, величины к-рых зависят от способа определения радиуса R мембраны. Фундам. ур-ние механич. равновесия такой мембраны (ур-ние Гиббса—Кельвина, или обобщённое ур-ние Лапласа) имеет вид

$$2k\gamma - B(k^2 + d^2) - 2\theta kd = P_\beta - P_\alpha, \quad (15)$$

где k и d —средняя и дифференциальная (по Гиббсу) кривизны соответственно. Учёт механич. моментов становится существенным при термодинамич. описании ТЖП с низким и сверхнизким значениями γ (напр., для биологич. липидных мембран, образующих оболочки клеточных структур и везикул). В случае сферич. ТЖП $\theta = 0$, и если разделяющая поверхность выбрана т. о., чтобы $B = 0$ (т. е. поверхность натяжения радиуса R_1 по Гиббсу), то ур-ние (15) обращается в обычное ур-ние Лапласа:

$$\frac{2\gamma_i}{R_i} = \Delta P = P_{\beta} - P_{\alpha} \quad (16)$$

Метод слоя конечной толщины используется при термодинамич. описании ТЖП в том случае, когда толщина плёнки H — измеряемый параметр. Условно полагают, что объём ТЖП $V_T = AH$ заполнен жидкой фазой α , а объём $V_{\beta} = V - V_T$ — текучей фазой β . Давление в референтной жидкой фазе α внутри плёнки полагают равным давлению P_{α} в объёмной фазе α , а все энтальпийные параметры представляют в виде суммы соответствующих параметров, отнесённых к объёмным фазам α и β , и поверхностных избытков, отнесённых к двум разделяющим поверхностям площади A :

$$\Omega = \Omega_{\beta} + \Omega_{\alpha} + \Omega_s; \quad S = S_{\beta} + S_{\alpha} + 2\eta_s A; \quad (17)$$

$$N_i = N_{i\beta} + N_{i\alpha} + 2\Gamma_{is} A,$$

где Γ_{is} — величина адсорбции i -го компонента (удельного избытка числа молей i -го компонента, отнесённого к одной из разделяющих поверхностей), η_s — межфазная энтропия при толщине плёнки H . Фундам. термодинамич. ур-ние для двух разделяющих поверхностей плоскостранной плёнки толщиной H

$$d\Omega_s = -2A \sum_i \Gamma_{is} d\mu_i - 2A \eta_s dT - P \Delta dH + 2\sigma dA; \quad (18)$$

$$2\sigma = \gamma - P H; \quad (19)$$

$$P = P_{\beta} - P_{\alpha}. \quad (20)$$

где σ — межфазное натяжение, P — расклинивающее давление. Т. о., в рамках метода слоя конечной толщины допустима механич. интерпретация σ (как отнесённой к единице длины избыточной поверхностной силы, действующей параллельно поверхности нлётки) и P (как отнесённой к единице площади и направленной перпендикулярно к ТЖП силы взаимодействия между разделяющимися поверхностями в плёнке).

Для симметричной нлоской ТЖП межфазное натяжение σ , вычисляемое как поверхностный избыток объёмного тензора напряжений со стороны объёмных фаз α и β , отнесённый к одной из разделяющих поверхностей в ТЖП (рис. 3, α):

$$2\sigma = \int_{-\infty}^{-H/2} [P_{\beta} - P_i(z)] dz + \int_{-H/2}^{+H/2} [P_{\alpha} - P_i(z)] dz + \int_{+H/2}^{+\infty} [P_{\beta} - P_i(z)] dz, \quad (21)$$

зависит от субъективного выбора толщины плёнки H . В отличие от σ , расклинивающее давление P , к-рое при данном физ. состоянии ТЖП однозначно определяется давлениями P_{α} и P_{β} , является инвариантом, не зависящим от способа определения H .

Из ур-ния (18)

$$d\sigma = - \sum_i \Gamma_{is} d\mu_i - \eta_s dT - \frac{1}{2} P dH \quad (22)$$

и можно получить ур-ие, связывающее σ и P :

$$P = -2 \frac{\partial \sigma}{\partial H} \Big|_{\mu_i, T}, \quad (23)$$

к-рое в термодинамике ТЖП наз. ур-нием Гиббса — Дюгема.

При разведении межфазных поверхностей плёнки на бесконечно большое расстояние, отвечающее условию $P=0$, ур-ие (22) обращается в известное ур-ие Гиббса — Дюгема для плоских (невзаимодействующих) межфазных поверхностей:

$$d\sigma_0 = - \sum_i \Gamma_{0is} d\mu_i - \eta_{0s} dT \quad (24)$$

(индекс «0» означает отсутствие взаимодействия между поверхностями). Работа силы расклинивающего давления P при разведении разделяющих поверхностей единичной площади от H до бесконечности (при постоянных μ_i и T) наз. удельной свободной энергией взаимодействия в ТЖП толщины H . Она равна

$$\Delta \Omega(H) = \int_H^{\infty} P(H) dH = 2(\sigma - \sigma_0) \quad (25)$$

и инвариантна относительно локализации разделяющих поверхностей в ТЖП, т. е. не зависит от выбора способа определения толщины плёнки в методе слоя конечной толщины.

Линейное натяжение в ТЖП. Термодинамич. описание микроскопических малых ТЖП [напр., круглых ТЖП, возникающих между двумя капельками эмульсии (рис. 4, α)] требует учёта неоднородности поверхностных сил, действующих в т. н. переходной области плёнки, т. е. в той области, где плёнка уже нельзя назвать тонкой. Если в плоскостранной области расклинивающего давления P положительно и постоянно по величине, то в переходной области, где разделяющие фазы поверхности начинают искривляться, расклинивающее давление испытывает резкое изменение как по величине, так и по знаку, обращаясь в нуль в области объёмной фазы α . Профиль $H(r)$ плёнки в этой области становится сложной ф-цией переменного расклинивающего давления, так же, как и межфазное натяжение σ , определяемое из ур-ния (25).

Вследствие невозможности в большинстве случаев точного измерения действит. профиля нлётки $H(r)$ принято использовать разл. референтные модели ТЖП в этой области, к-рые основаны на использовании т. н. идеализированного профиля нлётки $H_0(r)$, совпадающего, по определению, с профилем поверхности, имеющей постоянные ср. кривизну и межфазное натяжение σ_0 в области объёмной фазы α , и экстраполируемого на переходную область при условии равенства изуло P .

Если отнршт. ул. свободной энергии взаимодействия $\Delta \Omega(H_0)$, где H_0 — толщина плоскостранной области круглой симметричной плёнки, идеализированный профиль $H_0(r)$ образует с плоскостью нлётки контактный угол θ_f , при этом r_f принято считать радиусом круглой плёнки. В этом случае используют референтную модель, основанную на представлении о плёнке как о слое жидкой фазы α конечной толщиной H_f (рис. 4), ограниченном двумя круглыми разделяющими поверхностями радиусом r_f каждая, характеризующимися межфазным натяжением $\sigma_f = \sigma(H_f)$, определяемым ур-ием (25), и двумя боковыми поверхностями с постоянной средней кривизной и межфазным натяжением σ_0 , ограничивающими переходную область.

Представляя свободную энергию (большой термодинамич. потенциал Ω_{α} при постоянных μ_i и T) референтной модели ТЖП в виде суммы объёмной (Ω_v), поверхностной (Ω_A) и линейной (Ω_L) частей

$$\Omega_{\alpha} = \Omega_v + \Omega_A + \Omega_L \quad (26)$$

и используя условие энергетич. эквивалентности реальной ТЖП и её референтной модели $\Omega = \Omega_{\alpha}$, получаем

$$\Omega = -P_{\beta} V_{\beta\alpha} - P_{\alpha} V_{\alpha\alpha} + 2\sigma_0 A_{\alpha} + 2\sigma_f \pi r_f^2 + 2\tau_2 \pi r_f, \quad (27)$$

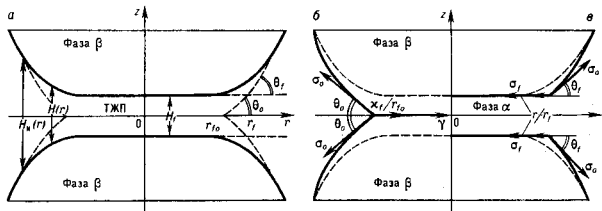
где $V_{\beta\alpha}$ и $V_{\alpha\alpha}$ — объёмы фаз, A_{α} — площадь боковой поверхности референтной модели, τ_2 — линейное натяжение (является по смыслу линейным избытком Ω_L свободной энергии системы, отнесённым к длине окружности плёнки радиусом r_f и имеющим размерность [Дж/м]).

Из ур-ния (27) вытекает условие механич. равновесия контактной (разделяющей по Пиббсу) линии радиусом r_f под действием поверхностных сил:

$$\sigma_f + \tau r_f = \sigma_0 \cos \theta_f, \quad (28)$$

к-рое допускает механич. интерпретацию линейного натяжения как силы, действующей вдоль контактной линии.

Рис. 4. Реальная круглая жидкая пленка (а) и её термодинамические референтные модели, основанные на представлении о пленке как о мембране нулевой толщины (б) и слое жидкой фазы α конечной толщины H_f (в).



стремящейся её удлинить (при $\tau > 0$) или сократить (при $\tau < 0$).

Если идеализированный профиль $H_m(r)$ пересекает плоскость $z=0$ в точке r_{f0} под контактным углом θ_0 , то используют т.н. мембранную модель ТЖП (рис. 4, б); в этом случае выражение для свободной энергии примет вид

$$\Omega = -P_V V_{\text{об}} - P_V V_{\text{м}} + 2\sigma_0 A_{\text{м}} + \gamma r_{f0}^2 + \kappa_f 2\pi r_{f0}. \quad (29)$$

где κ_f — линейное натяжение мембраны (по смыслу — линейный изобот Ω_L свободной энергии системы, отнесенный к длине окружности мембраны радиусом r_{f0} и имеющий размерность (Дж/м)). Соответствующее уравнение механики равновесия контактной линии примет вид

$$\gamma + \kappa_f / r_{f0} = 2\sigma_0 \cos \theta_0. \quad (30)$$

допускающей динамику, интерпретация κ_f как силы, растягивающей (при $\kappa_f > 0$) или сжимающей (при $\kappa_f < 0$) контактную линию, а κ_f / r_{f0} — как «двумерного капиллярного давления», действующего в плоскости мембраны. Ур-ния (28) и (30) обычно используются для эксперим. определения линейных натяжений γ и κ_f путём измерения зависимости контактных углов θ_0 и θ_f от радиусов r_f и r_{f0} круглой плёнки.

Несмотря на чрезвычайно низкие абс. значения линейного натяжения (согласно различным оценкам, $\sim 10^{-13} - 10^{-10}$ Н), его вклад в энергетику процессов, происходящих в коллоидных системах, размеры частиц в к-рых менее 10^{-2} м (напр., при гетерогенном зародышеобразовании на твёрдых и жидких субстратах, нуклеационном образовании дырок в мембранах, адгезии жидких и газообразных коллоидных частиц и др.), может оказаться существенным и требующим учёта.

Лит.: Бабак В. Г., Термодинамика плоскопараллельных эмульсионных и пенных плёнок. // Успехи химии, 1993, т. 62, № 1, с. 14; его же, Термодинамика свободных и взаимодействующих искривлённых межфазных поверхностей в жидких плёнках, там же, 1993, т. 62, № 8, с. 747; его же, Стерическая стабилизация микроколлоидных жидких плёнок адсорбционными слоями полимеров, там же, 1994, т. 63, № 3, с. 228; его же, Линейное натяжение в термодинамике тонких жидких плёнок, там же, 1992, т. 61, № 10, с. 1777; Rowlinson J. S., Widom B., Molecular theory of capillarity, Oxford, 1982; Thin liquid films, Fundamentals and Applications, Ed. I. V. Ivanov, N. Y.—Basel, 1988. В. Г. Бабак.

ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ПОСТОЯННАЯ — безразмерная величина $\alpha = e^2 / \hbar c$, где e — заряд электрона. Определяет тонкое расщепление уровней энергии атома (и, следовательно, спектральных линий; см. *Тонкая структура*), величина к-рого пропорциональна α^2 (константа получила назв. по этому явлению). В квантовой электродинамике α — естеств. параметр, характеризующий величину эл.-магн. взаимодействия. $\alpha^{-1} = 137,0359895(61)$, $\alpha \approx 1/137$. См. также *Фундаментальные физические константы*.

ТОННА (франц. tonne, от позднелат. tunna — бочка) (т, т.) — единица массы, равная 1000 кг. В США применяется длинная Т. — 1006,047 кг и короткая Т. — 907,185 кг.

ТОПОГРАФИЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ — см. *Рентгеновская топография*.

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ТЕОРИИ ПОЛЯ — квантовомеханич. или квантовопольные теории, все *корреляционные функции* в к-рых не зависят от выбора координат и метрики как в пространстве-времени, так и в др. пространствах, участвующих в определении теории. Это позволяет использовать корреляционные функции в качестве характеристик *топологии* (топологич. инвариантов) указанных пространств. Наиб. удобный способ задания и исследования широкого класса Т. к. т. п. — *функциональный интеграл* с классич. действием, не зависящим от координат и метрик. Необходимым требованием к такой теории является также инвариантность меры в функциональном интеграле, в частности отсутствие квантовых аномалий.

Исторически первый пример Т. к. т. п. — теория антисимметричных тензорных полей, рассмотренная А. Шварцем (1978). В общем виде идея Т. к. т. п. сформулирована Э. Виттеном [1]. Наиб. важные примеры Т. к. т. п.: топологич. теории Янга — Миллса полей и топологич. *сигма-модели*. Как правило, в теориях такого типа в чётномерном пространстве-времени в качестве *действий* используются *топологические заряды* [напр., $\int \text{Tr} F F$, где $F = 2$ -форма (см. *Дифференциальная форма*)] напряжённости глюонного поля]. Пример такой теории в нечётномерном пространстве-времени даётся действием Черна — Саймонса, $\int \text{Tr} A dA + (2/3) A^3$, где $A = 1$ -форма калибровочного векторного поля. 3-мерная модель Черна — Саймонса получила наиб. развитие, поскольку она связана с др. актуальными проблемами: классификацией топологич. типов 3-мерных пространств (теорией узлов) [2], 2-мерными конформными квантовыми теориями поля (см. *Конформная инвариантность*, *Двумерные модели*).

Открытием является вопрос о возможности построения Т. к. т. н. общего вида, в к-рых зависимость от метрик, характеристик имеет в классич. приближении, но исчезает после полного вычисления функционального интеграла. Пример такого рода — *квантовая теория гравитации*. Осутствия прогрессе в этой области достигнут пока только в изучении моделей 2-мерной квантовой гравитации, тесно связанных со *струн теорией*, с задачами описания топологич. пространств модулей *расщеплений* над римановыми поверхностями и с теорией случайных матриц. О нек-рых результатах в этом направлении см. [3].

Лит.: 1) Witten E., Topological quantum field theory, // Commun. Math. Phys., 1988, v. 117, p. 353; 2) Vaughan F. R., A Polynomial invariant for knots via von Neumann Algebras, // Bull. Amer. Math. Soc., 1985, v. 12, p. 103; 3) Gross D., Migdal A., A nonperturbative treatment of Two-dimensional quantum gravity, // Nucl. Phys., 1990, v. 330 B, p. 333. А. Ю. Морозов.

ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ЗАРЯД — формальная характеристика динамики системы в существенно нелинейных моделях (см. *Нелинейная квантовая теория поля*, *Нелинейные системы*), применяемых для описания протяжённых локализованных структур (частиц, монополей, вихрей, солитонов, инстантонов, скирмионов и др.) в теории элементарных частиц, конденсированных сред, магнетиков и т. д. Эволюцию *динамических систем* в таких моделях можно представить как непрерывную деформацию (на матем. языке — гомотопию) ф-ции состояния системы в данный момент времени в ф-цию состояния в любой последующий мо-

мент. Состояния, деформируемые друг в друга непрерывным образом, наз. эквивалентными (гомотопными) и на этом основании все множество состояний — конфигурационное пространство системы — разбивается на классы эквивалентности (гомотопии, классы), отличающиеся значением Т. з. Q . В таком подходе последуют, состояния системы с конечной энергией описываются полями (непрерывными ψ -функциями) из одного и того же гомотопич. класса, с одним и тем же значением Т. з. Q . Переход от состояния из одного класса к состоянию из другого ($Q_1 \neq Q_2$) возможен лишь через состояние с бесконечной энергией. Иными словами, поля из разных гомотопич. классов разделены бесконечно высоким потенц. барьером. Естеств. образом возникает и закон сохранения Т. з. х-рый, в отличие от истероскских законов сохранения (см. *Нётер теорема*), не связан с симметриями динамич. системы и выполняется не в силу ур-ний движения, а лишь вследствие топологич. свойства ψ -фции состояния — их непрерывности. Отсюда и названы сохраняющиеся характеристики — Т. з. В классич. динамич. системах с конечным числом степеней свободы для Т. з. используется, как правило, термин «топологические интегралы движения», а в квантовом случае — «топологические квантовые числа».

В частности, топологич. интегралом движения является число частиц N в классич. динамике, где исключены процессы рождения и уничтожения частиц. Действительно, если конфигурац. пространство N частей обозначить через S_N , то для конфигурац. пространства произвольного числа частиц справедливо представление $C = \cup C_N$, $N=0, 1, 2, \dots$. Это означает, что каждая связанная i -тая компонента в указанном разбиении для S характеризуется собств. числом частиц N_i и в классич. динамике отсутствуют непрерывные траектории, связывающие компоненты конфигурац. пространства с различными N_i . Наличие подобного разбиения является необходимым критерием для введения нетривиальных Т. з. Т. о., закон сохранения числа частиц в классич. динамике есть следствие непрерывности траекторий частиц, в динамич. система с числом частиц N_i , принадлежащая в нач. момент времени компоненте C_{N_i} , во все последующие моменты будет находиться в той же компоненте. Аналогичное утверждение верно и для квантовой механики систем, находящихся при нулевом квантования классич. системы.

Помимо разнообразных физ. интерпретаций Т. з. такого рода топологич. классификация ψ -фции состояния позволяет из чисто формальных соображений существенно сузить круг поиска решений ур-ний модели. С др. стороны, при наличии оценки энергии модели \mathcal{E} снизу через Т. з. Q типа $\mathcal{E} \geq f(Q)$, где f — монотонно растущая ψ -фция, решения с нетривиальным значением Q (*топологические солитоны*), реализующие $\text{Inf } \mathcal{E}$, оказываются устойчивыми по Ляпунову (см. *Устойчивость солитонов*). Более того, если нив. грань функционала \mathcal{E} достигается (случай выполнения равенства в оценке, приведенной выше), то удастся поизвить порядок вариационных ур-ний (см. *Эйлера — Лагранжа уравнение*) на единицу, т. е. свести поиск экстремала функционала к решению ур-ний 1-го порядка, т. н. ур-ний Богомольного.

В физику Т. з. введены Т. Скимром [1] в рамках синус-Гордона модели (см. *Синус-Гордона уравнение*). Трактуют Т. з. на языке теории гомотопий предложили Д. Финкельштейн и Ч. Мизнер [2]. Концепция Т. з. основывается на наблюдении, что в каждый фиксированный момент времени t нулевые ψ -фции синус-Гордона модели $\varphi(x, t) = (\varphi_1, \varphi_2)$ можно воспринимать как отображения $\varphi: \mathbb{R}^1 \rightarrow \mathbb{S}^1$, где \mathbb{R}^1 — пространственная ось, а \mathbb{S}^1 — сфера единичного радиуса (окружность) в пространстве нулевых неремеющих, выделяемая условием $\varphi_1^2 + \varphi_2^2 = 1$. Последнее учитывается, напр., переходом к угловой переменной: $\varphi(x, t) = \exp[i\alpha(x, t)]$, а наличие топологического сохранения этого тока J^μ , $\mu=0, 1$, с компонентами $J^0 = (2\pi)^{-1} \partial_x \alpha$, $J^1 = -(2\pi)^{-1} \partial_t \alpha$ вытекает из ур-ния непрерывности. Действительно, закон сохранения топологич. тока $\partial_\mu J^\mu = 0$ выполняется не в силу ур-ний движения модели (уравнения синус-Гордона) и не как следствие симмет-

рий лагранжиана, а лишь на основании непрерывности угловой переменной $\alpha(x, t)$. Соответственно интегральная сохраняющаяся характеристика — Т. з.

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \alpha}{\partial x} dx = \frac{1}{2\pi} [\alpha(x) - \alpha(-\infty)] \quad (1)$$

принимает лишь целочисленные значения по числу полных обходов («патמותок») поля $\alpha(x, t)$ по многообразию сферы \mathbb{S}^1 при проталкивании аргумента x вдоль всей пространственной оси \mathbb{R}^1 . Наложением граничных условий, $\varphi(x) \rightarrow \varphi_0$ при $|x| \rightarrow \infty$ (где φ_0 — нек-рое фиксированное значение), пространственная ось \mathbb{R}^1 эффективно компактифицируется, т. е. $\mathbb{R}^1 \cup \{\infty\} = \mathbb{S}^1$, что позволяет рассматривать Т. з. Q как степень отображения (т. н. степень Брауэра) «пространственной» сферы \mathbb{S}^1 в «целевую» сферу: $\mathbb{S}^1: Q = \text{deg}(\mathbb{S}^1 \rightarrow \mathbb{S}^1)$ (см. *Топология*).

При обобщении Т. з. на более реалистичные пространства высоких размерностей выделяются, как правило, две разл. реализации: модели скалярных полей с тривиальной асимптотикой и модели хиггсовского типа (скалярные илос калибровочные поля) с нетривиальным асимптотич. поведением на бесконечности.

В моделях первого типа скалярные поля φ , $x \in \mathbb{R}^d$, со значениями на нек-ром компактном многообразии Φ (напр., на сфере \mathbb{S}^{n-1} , в компактной группе G или в одиордонном пространстве G/H) удобно рассматривать как отображения $\varphi: \mathbb{R}^d \rightarrow \Phi$. Так, в случае $\Phi = \mathbb{S}^{n-1}$ рассматривают n -компонентное поле, подчиненное дополнит. условию:

$$\varphi(x) = (\varphi_1, \dots, \varphi_n); \quad \sum_{i=1}^n \varphi_i^2 = \langle \varphi, \varphi \rangle = 1. \quad (2)$$

Дифференцируя ур-ние «полевой» сферы (2), получают систему однородных ур-ний $(\partial_\mu \varphi_i, \varphi_j) = 0$, $\mu=1, \dots, d$, из k -рой в случае $n \leq d$ следует, что $\text{rank} [\partial_\mu \varphi_i] < n$, т. е. любой минор n -го порядка матрицы $[\partial_\mu \varphi_i]$ равен нулю. Последнее утверждение переписывается в форме закона сохранения

$$\partial_\mu (\epsilon^{\mu\nu\lambda_1 \dots \lambda_{n-1}} \varphi_1^{\nu} \partial_{\lambda_1} \varphi_2^{\nu} \dots \partial_{\lambda_{n-1}} \varphi_n^{\nu}) = 0 \quad (3)$$

для n -компонентной плотности сохраняющегося топологического тока J^μ [выражение в скобках в (3), домноженное на подходящий нормировочный коэф.; $\epsilon^{\lambda_1 \dots \lambda_n}$ — *Левы-Чувишты символы*]. Соответственно нормированный на целе число Т. з. для $n=d$

$$Q = \frac{1}{(n-1)! \Omega_{n-1}} \int_{\mathbb{R}^{n-1}} J^0(\varphi) dx^1 \dots dx^{n-1}, \quad (4)$$

где $\Omega_{n-1} = 2\pi^{n/2} / \Gamma(n/2)$ — площадь поверхности сферы \mathbb{S}^{n-1} , $\Gamma(n/2)$ — гамма-функция. Как и в случае одного измерения, естественные граничные условия $\varphi(x) \rightarrow \varphi_0$ при $|x| \rightarrow \infty$ (тривиальное асимптотич. поведение) приводят кэфф. компактификации пространства; $\mathbb{R}^{d-1} \cup \{\infty\} = \mathbb{S}^{d-1}$. Тогда поля $\varphi(x)$ суть отображения $\mathbb{S}^{d-1} \rightarrow \mathbb{S}^{n-1}$ (в общем случае $\mathbb{S}^{d-1} \rightarrow \Phi$) компактифицируются ($d-1$)-го гомотопич. группой $\pi_{d-1}(\Phi)$, элементами k -рой являются гомотопические классы полей $\{\varphi(x)\}$. Возможность введения целочисленной топологич. характеристики — Т. з. для заданной динамич. системы — определяется наличием изоморфизма $\pi_{d-1}(\Phi) = \mathbb{Z}$, где \mathbb{Z} — абелева группа целых чисел или одна из её подгрупп. Фактически Т. з. (4) является явной реализацией изоморфизма для $\Phi = \mathbb{S}^{n-1}$. Факт независимости сохранения Т. з. от динамики системы подтверждается тем, что J^0 в фле (4) не зависит от канонич. импульсов: скобки Пуассона J^0 с канонич. координатами [полями $\varphi(x)$] тривиальны на определено.

Наиб. известный пример синус-Гордона модели отбачет случано $n=2$ в ф-лах (2) — (4). В терминах полей $\varphi(x)$ плотность топологич. тока записывается в виде

$$J^\mu = \frac{1}{2\pi} \epsilon^{\mu\nu\lambda} \varphi_\nu \partial_\lambda \varphi^b, \quad \mu, \nu=0, 1; a, b=1, 2,$$

а выражение для T . з. Q даётся ф-лой (1), т. е. для полей с граничными условиями типа

$$\begin{aligned} \alpha(|x| \rightarrow \infty) &= 0 \pmod{2\pi}; \\ \alpha(-\infty) &= 0; \quad \alpha(\infty) = 2\pi N \end{aligned} \quad (5)$$

Т. з. $Q = N$. Из оценки для энергии \mathcal{E} синус-Гордона модели

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \left\{ \frac{1}{2} [(\partial_x \alpha)^2 + (\partial_x \alpha)^2] + (1 - \cos \alpha) \right\} \geq \\ &\geq 2 \int_{-\infty}^{\infty} dx |\alpha'| \sin^2 \frac{\alpha}{2} \geq 8|N|, \end{aligned}$$

где $\alpha' \equiv d\alpha/dx$, следует неравенство

$$\mathcal{E} - 8|N| \geq \int_{-\infty}^{\infty} dx \left(\frac{1}{2} \alpha'^2 - \sqrt{2} \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right) \geq 0,$$

означающее, что ниж. грань функционала реализуется на решениях ур-ний 1-го порядка

$$\alpha' = \pm 2 \sin \frac{\alpha}{2} \quad (6)$$

Интегрирование ур-ний (6) приводит к единств. классу стационарных решений синус-Гордона ур-ния с $Q = \pm 1$: $\sin \frac{\alpha}{2} = \pm \operatorname{sech} x$, иazyваемых кинком и антикинком соответственно. Граничные значения в (5) соответствуют тривиальному асимптотич. поведению, т. к. принадлежит $M_0 = \{2\pi n; n=0, \pm 1, \dots\}$ — множество минимумов потенциала модели $V = 1 - \cos \alpha$. Состояния системы классифицируются по 1-й (фундаментальной) гомотопич. группе $\pi_1(\mathbb{S}^1) = \mathbb{Z}$.

Ситуация с $n=d=4$ и Т. з. типа $Q = \deg(\mathbb{S}^3 \rightarrow \mathbb{S}^3)$ реализуется в киральной модели барiona — Скирма модели. Выражение для плотности топологич. тока выписывается в соответствии с ф-лами (2) и (3):

$$\begin{aligned} J^\mu &= \frac{1}{12\pi^2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_{ijkl} \varphi^i \partial_\nu \varphi^j \partial_\alpha \varphi^k \partial_\beta \varphi^l; \\ i, j, k, l &= 0, 1, 2, 3, \end{aligned}$$

а Т. з. Q удобно представить в угловых переменных (θ, β, γ) на сфере \mathbb{S}^3 , полагая

$$\varphi^0 = \cos \theta; \quad \varphi^1 + i\varphi^2 = \sin \theta \sin \beta e^{i\gamma}; \quad \varphi^3 = \sin \theta \cos \beta,$$

где $\theta, \beta \in [0, \pi]$; $\gamma \in [0, 2\pi]$, что даёт

$$Q = -\frac{1}{2\pi^2} \int d^3 x \sin^2 \theta \sin \beta (\nabla \theta \nabla \beta \nabla \gamma). \quad (7)$$

Учёт характерной для низкоэнергетич. физики адронов киральной симметрии приводит к полевому многообразию $\Phi = SU(2) \simeq \mathbb{S}^3$, т. е. в качестве осн. средства описания удобно использовать гл. киральные поля $g(\varphi) \in SU(2)$, параметризованные мезонными полями: $g(\varphi) = \varphi_0 + i(\varphi^i)$; $\varphi_0^2 + \varphi^2 = 1$. Здесь τ — Паули матрицы, τ, φ — векторы в изотопич. пространстве (см. *Изотопическая инвариантность*). Поля $g(\varphi)$, подчинённые граничному условию $g \rightarrow I, |x| \rightarrow \infty$, где I — единичная 2×2 -матрица, осуществляя отображение $g: \mathbb{R}^3 \rightarrow SU(2)$ и соответственно классифицируются по группе $\pi_3(SU(2)) = \pi_3(\mathbb{S}^3) = \mathbb{Z}$. В оценке энергии \mathcal{E} модели снизу через Т. з. (7) $\mathcal{E} > 6\pi^2 \sqrt{2} |Q| \varepsilon/\lambda$, где ε и λ — параметры модели, не допускается равенство, т. к. в данном случае ур-ния Богомольного не совместимы с ур-ния Эйлера — Лагранжа. Интерпретация Т. з. (7) как *барионного числа* адронов, предложенная Скирмом, подтверждается выкладками в рамках КХД [3], основанными на эффекте «поляризации» дираковского моря кварков» и развёрнутое изложение в [4].

Ещё одна разновидность Т. з., возникающих в моделях скалярных полей с $n=3, d=4$, связана с др. топологич.

инвариантом — индексом Хопфа и используется в моделях магнетиков [5] и модели Фаддеева [6] с полевым многообразием $\Phi = \mathbb{S}^2$. Выбирается триплет скалярных полей $n^a(t, x): \mathbb{R}^1 \times \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{S}^2, a=1, 2, 3$, подчинённых условию $|n| = 1$. Индекс Хопфа определяется как число зацеплений векторных линий B -поля, к-рое можно связать с n -полем следующим образом:

$$B = \operatorname{rot} A, \quad f_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu = 2\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \partial_\mu n^\alpha \partial_\nu n^\beta n^\gamma; \quad (8)$$

б. $c=1, 2, 3$. Наложением граничных условий $n^a(x) \rightarrow \delta^a_3$ при $|x| \rightarrow \infty$ пространство \mathbb{S}^3 компактифицируется в \mathbb{S}^3 и при таких отображениях прообразы двух отличных точек на «полевой» сфере \mathbb{S}^2 будут две разные B -линии на «пространственной» сфере \mathbb{S}^3 , зацепляющиеся какое-то число раз. Это число и есть индекс Хопфа, обозначаемый (H) . Репент вычислен Q_H основывается на том, что в силу (8) $\operatorname{div} B = 0$, т. е. B -линии замкнуты, и если натянуть на одну из них ориентированную поверхность, то вторая линия должна пересечь эту поверхность ровно Q_H раз. Это приводит к следующему аналитич. выражению для Т. з. типа индекса Хопфа:

$$Q_H = -\frac{1}{(8\pi)^2} \int d^3 x (A \cdot B) = \int J_H^0 d^3 x,$$

где введён сохраняющийся топологич. ток

$$J_H^\mu = -\frac{1}{128\pi^2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} f_{\alpha\beta} A_\mu; \quad \mu, \nu, \lambda, \rho = 0, 1, 2, 3;$$

и соответственно n -поля классифицируются элементами 3-й гомотопич. группы $\pi_3(\mathbb{S}^2) = \mathbb{Z}$. Оценка для энергии \mathcal{E} модели через Q_H имеет вид $\mathcal{E} > \varepsilon \lambda (4\pi^2)^{1/2} \sqrt{2} 3^{3/8} |Q_H|^{3/4}$, где случай равенства исключается ввиду нестостижности инт. грани функционала энергии.

Магнитные Т. з. возникают в моделях хиггсовского типа (см. *Хиггса поля*), имеющих разнообразие приложения в физике элементарных частиц, конденсированных сред, в астрофизике, теории сверхпроводимости и т. д. При этом $d=n+1$ и для получения конфигурации с конечными диамет. характеристиками (энергией, импульсом и т. н.) и нетривиальными Т. з. наряду со скалярными полями для $d \geq 3$ требуется вводить в рассмотрение *калибровочные поля* и предполагать нетривиальное асимптотич. поведение полей на пространственной бесконечности [7], [8].

Простейшая абелева модель Хиггса при $d=3, n=2$ включает скалярные поля $\varphi(x, y) = (\varphi_1, \varphi_2)$, взаимодействующие посредством $U(1)$ -калибровочного поля, $A_\alpha, \alpha=x, y$. Магнитный Т. з. q записывается как

$$q = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}^2} \varepsilon_{\alpha\beta} A_\alpha A_\beta d^2 x = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}^2} F_{xy} d^2 x, \quad (9)$$

где $F_{\alpha\beta} = A_\alpha A_\beta - A_\beta A_\alpha$ — тензор напряжённости калибровочного поля, характерный для электромагнетизма. Таким образом, F_{xy} можно воспринимать как магн. поле, а второй интеграл в (9) — как суммарный магн. поток через плоскость (x, y) . Условие целочисленности $q \in \mathbb{Z}$ равносильно заданной правилу квантования магн. потока и выполняется при стремлении $F_{xy} \rightarrow 0$ быстрее, чем $|r|^{-2}$ на пространственной бесконечности. В отличие от Т. з. Q в чисто скалярных полевых теориях, магнитный Т. з. определяется как степень отображения не в полевое многообразие Φ , а в множество нулей потенциала $V(\varphi)$: $M_0 = \{\varphi: V(\varphi) = 0\}$ — т. н. хиггсовский вакуум модели, при стремлении $|r| \rightarrow \infty$ в любом направлении. Поскольку возможные пространственные направления в d -мерном пространстве-времени задаются единичным вектором $\{e: e^2 = 1\} = \mathbb{S}^{d-2}$, в общем случае имеем $q = \deg(\mathbb{S}^{d-2} \rightarrow M_0)$. Для потенциала $V(\varphi) = (\lambda/2)(\varphi^2 - \varphi_0^2)^2$ (φ_0 — лек-рос фиксир. значение) хиггсовский вакуум $M_0 = \mathbb{S}^1$, т. е. $q = \deg(\mathbb{S}^{d-2} \rightarrow \mathbb{S}^1)$. Оценка энергии модели \mathcal{E} через магнитный Т. з. q : $\mathcal{E} \geq \pi |q|$ содержит равенство, и конфигурации с мин. энергией отвечают

т. н. N -вихревым ($q=N>0$) и N -антивихревым ($q=N<0$) решениям ур-ния Богомолюго. Такие решения, описывающие, в частности, экспериментально наблюдаемые вихри Абрикосова (см. *Решётка вихрей Абрикосова*) в рамках абелевой модели Хиггса обнаружены Х. Нильсеном (H. Nielsen) и П. Олесеном (P. Olesen) в 1973. Аналогичную топологию природу имеют условия квантования Дирака для заряда магнитного монополя [8]: $eq/2\pi\hbar \in \mathbb{Z}$, где e — заряд частицы в поле монополя Дирака.

В неабелевой модели Хиггса $SO(3)$ - или $SU(2)$ -калибровочные поля A_μ , $\mu=0, 1, 2, 3$, взаимодействуют с триплетом скалярных полей (изовекторное поле Хиггса) $\Phi=(\phi_1, \phi_2, \phi_3)$; лагранжиан имеет вид:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (D_\mu \Phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - V(\Phi), \quad (10)$$

где $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - e\epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$; $A_\mu^a(a, b, c=1, 2, 3)$ — тензор напряжённости калибровочного поля A_μ^a ; $D_\mu \Phi^a = \partial_\mu \Phi^a - e\epsilon^{abc} A_\mu^b \Phi^c$ — ковариантная производная и $V(\Phi) = (\lambda/4)(\Phi^2 - \phi_0^2)^2$. Хиггсовский вакуум в данном случае определяется как $M_0 = \{\Phi, D_\mu(\Phi) = 0, V(\Phi) = 0, (\Phi^2 = \phi_0^2)\}$, т. е. является 2-сферой радиуса ϕ_0 в изотопическом пространстве. Поскольку поля $\Phi \in M_0$ не инвариантны относительно преобразований из $G=SO(3)$ и в то же время инварианты относительно подгруппы $H=SO(2) \simeq U(1)$ вращений вокруг выделенного направления в изотопическом пространстве, $M_0 = G/H$. Магнитный т.з. монополя q находится по теореме Гаусса — Остроградского вычислением потока магн. поля $F_{ij} = -\epsilon^{ijk} b_k$ ($i, j, k=1, 2, 3$) через замкнутую поверхность Σ , лежащую в хиггсовском вакууме и окружающую точку возможной локализации монополя:

$$q = \int_{\Sigma} BdS = -\frac{1}{2e\phi_0^2} \int_{\Sigma} \epsilon^{ijk} \epsilon_{abc} \Phi^a \partial_i \Phi^b \partial_j \Phi^c dS_k,$$

где dS_k — ориентированный элемент поверхности сферы Σ и

$$N = \frac{1}{8\pi\phi_0^2} \int_{\Sigma} \epsilon^{ijk} \epsilon_{abc} \Phi^a \partial_i \Phi^b \partial_j \Phi^c dS_k$$

есть число обходов полем $\Phi(x)$ вакуумного многообразия M_0 при пробегании x по всей поверхности Σ . При этом заряд монополя $q = -4\pi N/e$ и состояния системы классифицируются гомотопич. группой

$$\pi_2(M_0) = \pi_2(G/H) = \pi_2(SO(3)/SO(2)).$$

В отличие от сингулярных монополей Дирака модель (10) обладает регулярными решениями с конечной энергией и нетривиальным магн. зарядом q : монополи т.з. Хофта — Полякова, монополи Богомолюго — Прасада — Сомерфилда (БПС-монополи), а также дионными решениями Джудли — Зи с нетривиальными электрич. и магн. зарядами [8]. Энергия модели оценивается через т.з. $q, \phi \geq \phi_0 |q| = 4\pi\phi_0 |N|/e$, и ниж. грань достигается на БПС-монополях. Магн. монополи с нетривиальными т.з. возникают и в моделях *Великого объединения* сильных, слабых и эл.-магн. взаимодействий.

Нетривиальные топологич. характеристики присущи конфигурациям евклидовых Янга — Миллса полей $A_\mu = (i/2)\tau^a A_\mu^a$, где τ^a — матрицы Паули, удовлетворяющим ур-нию самодuality

$$F_{\mu\nu} = \pm F_{\mu\nu}^*; F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + [A_\mu, A_\nu] \quad (11)$$

и обладающим конечным действием

$$S = -\frac{1}{4} \int_{\Gamma} d^4x F_{\mu\nu}^* F_{\mu\nu} \quad (12)$$

Здесь $F_{\mu\nu}^* = (1/4)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\rho\sigma}$ — дуальный тензор напряжённости полей Янга — Миллса в евклидовом пространстве; Γ — область интегрирования. Условие конечности действия (12) влечёт $F_{\mu\nu} \rightarrow 0$ при $|x| \rightarrow \infty$, т. е. вдоль всей границы $\partial\Gamma$

4-мерной области Γ , $\partial\Gamma \simeq \mathbb{S}^3$. Как следствие, рассматриваемые конфигурации должны быть локализованы в пространстве и во времени и по этой причине получали назв. *инстантоны*. С др. стороны, на границе $\partial\Gamma$ поле A_μ должно быть чистой калибровкой $A_\mu(x) \rightarrow g(x)\partial_\mu g^{-1}(x)$, $x \in \partial\Gamma$, где $g(x)$ — непрерывное отображение $\partial\Gamma \simeq \mathbb{S}^3$ в калибровочную группу G , т. е. $\mathbb{S}^3 \rightarrow G$. Согласно теореме Ботта, для любой простой группы Ли G отображение \mathbb{S}^3 можно непрерывным образом деформировать в $g: \mathbb{S}^3 \rightarrow SU(2)$. Последнее замечание позволяет, во-первых, отождествить $A_\mu(x)$ на $\partial\Gamma$ с киральным током L_μ (см. *Скирма модель*), а во-вторых, вычислить т.з. инстантонов n (т. н. числа Поппригна) по ф-лам для т.з. модели Скирма:

$$n = -\frac{1}{48\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \int_{\Gamma} d^4x \text{Tr}([L_\mu, L_\nu][L_\rho, L_\sigma]) \quad (13)$$

В терминах тензора $F_{\mu\nu}$ ф-ла (13) приобретает вид

$$n = \frac{1}{16\pi^2} \int_{\Gamma} d^4x \text{Tr}(F_{\mu\nu}^* F^{\mu\nu}) = \frac{1}{32\pi^2} \int_{\Gamma} d^4x (F \cdot F^*). \quad \text{Евклидово}$$

действие Γ оценивается снизу через т.з. $n: S \geq 8\pi^2 |n|$, и равенство достигается на решениях ур-ния самодuality (11). Согласно существующим представлениям, инстантоны, особый вид колебаний вакуума, реализуются как туннельные переходы между разл. вакуумами чисто калибровочных Янга — Миллса теорий и по этой причине играют существенную роль в определении основного вакуумного состояния в теориях такого рода. Классификация инстантонов полевых конфигураций дается группой $\pi_4(SU(2)) = \mathbb{Z}$.

Наряду с целочисленными топологич. характеристиками, в ряде совр. полевых моделей вводятся т.з. с дробными значениями [9].

Лит.: 1) Skyrme T. H. R., A nonlinear theory of strong interactions, «Proc. Roy. Soc.», 1958, v. A247, p. 260; егo же, A nonlinear field theory, «Proc. Roy. Soc.», 1961, v. A260, p. 127; егo же, A unified field theory of mesons and baryons, «Nucl. Phys.», 1962, v. 31, p. 556; 2) Finkelstein D., Misner C., Some new conservation laws, «Ann. of Phys.», 1959, v. 6, p. 230; 3) Balachandran A. P. [a. o.], Exotic levels from topology on the quantum-chromodynamics effective lagrangians, «Phys. Rev. Lett.», 1982, v. 49, p. 1124; 4) Makhankov V. G., Rybakov Y. P., Sanyuk V. I., The Skyrme model. Fundamentals methods, applications, В.—Л., 1993; 5) Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагнитченности. Динамические и топологические солитоны. К., 1983; 6) Рыбаков Ю. П., О солитонах с индексом Хофта, в сб.: *Проблемы теории гравитации и элементарных частиц*, в. 12, М., 1981; 7) Структура частиц в нелинейной теории поля, М., 1985; 7) Додд П. и др., Солитоны и нелинейные волновые уравнения, пер. с англ., М., 1988; 8) Goddard P., Olive D. I., Magnetic monopoles in gauge field theories, «Repts. Prog. Phys.», 1978, v. 41, p. 1357; Goddard P., Mansfield P., Topological structures in field-theories, «Repts. Prog. Phys.», 1986, v. 49, p. 725; 9) Goldstone J., Wilczek F., Fractional quantum numbers on solitons, «Phys. Rev. Lett.», 1981, v. 47, p. 986. В. И. Савок.

ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ СОЛИТОН — солитон с нетривиальной топологией, характеристикой (типа стенки отображения, инварианта Хофта и т. д.) — *топологическим зарядом*. В расширенном смысле (опуская присутствие истинного солитонам свойство сохранения формы после столкновения) термин «т.с.» принято использовать как для обозначения топологических нетривиальных решений с конечными динамич. характеристиками в теории поля (кинок, монополей, инстантонов, скирмионов и т. д.), так и для модельного описания устойчивых неидеонированных состояний (локализованных структур) в конденсированных средах: вихрей, дислокаций, дислинканий, доменных стенок, точечных дефектов и т. п. ([1], [2]).

Простейшие (1+1)-мерные (пространственная координата + время) т.с. — кинки [от англ. kink — изгиб, петля,

узел; термин предложен Д. Финкельштейном (D. Finkelstein) в 1966] описываются решениями вида

$$\varphi_*(x, t) = 4\text{arctg} \left\{ \exp \left[\frac{\pm(x-x_0 - vt)}{\sqrt{1-v^2}} \right] \right\} \quad (1)$$

синус-Гордона уравнения (здесь и далее $c = \hbar = 1$)

$$\frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} = \sin \varphi(x, t). \quad (2)$$

где $\varphi(x, t)$ — вещественная скалярная ф-ция, знак «+» в (1) соответствует кинку (знак «-» — антикинку), находящемуся в момент времени $t=0$ в точке x_0 и движущемуся со скоростью v в направлении $+x$ (соответственно $-x$ для антикинки). Решения (1) удовлетворяют граничным условиям $\varphi(-\infty) = 0$, $\varphi(\infty) = 2\pi$ (рис. 1) и характеризуются топологич. зарядом

$$Q = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} dx = \frac{1}{2\pi} [\varphi(\infty) - \varphi(-\infty)],$$

равным ± 1 соответственно для кинки и антикинки. Энергия кинка (антикинки) \mathcal{E} ограничена снизу величиной топологич. заряда $\mathcal{E} > c|Q|$, где c — константа, что обеспечивает его устойчивость в отношении распада на состояния с меньшей энергией (см. Устойчивость солитонов).

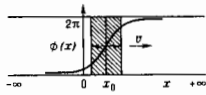


Рис. 1. Кинк уравнения синус-Гордона, локализованный в точке $x = x_0$, движущийся со скоростью v в направлении $+x$. Заштрихована область изгиба функции φ , где сосредоточена основная часть энергии кинка.

Для наглядной иллюстрации кинка синус-Гордона ур-ния рассмотрим упругую полосу, уложенную вдоль оси x и характеризуемую в каждой точке оси углом закручивания (отклонения от равновесного положения края полосы) $\varphi(x)$ (рис. 2, а). Ф-цию $\varphi(x)$ можно задать непрерывным образом в случае полосы конечной длины $0 \leq x \leq l$, если локализовать периодические граничные условия $\varphi(0) = \varphi(l) = \varphi_0 \pmod{2\pi}$, т.е. отождествить концы полосы с точностью до 2π -кратного поворота. В результате получаем замкнутую полосу. Если до отождествления концов полосы повернуть один из них на угол 2π относительно оси x (к примеру по часовой стрелке), то после замыкания полоса будет содержать «скрутку» — кинк, к-рый не может быть устранен без разрыва полосы, т.е. будет сохраняться на протяжении всей последующей эволюции полосы (рис. 2, б). Для создания в полосе 2-кинкового состояния следует повернуть один из её концов (до отождествления) на угол 4π (рис. 2, в) и т.д. Антикинк будет соответствовать закручиванию на 2π против часовой стрелки; понятно, что он будет «антиинвариантен» с кинком, если их создать на одной и той же полосе.

Синус-Гордона ур-ние (2), в частности, применяется для описания распространения дислокаций в кристаллах, движения Блоха стенок в магнитоупорядоченных средах и доменных стенок в сегнетоэлектриках, распространения квантов магн. потока (флаконов) в длинных джозефсоновских контактах (см. Джозефсона эффект) и т.д.

Др. примером $(1+1)$ -мерных Т.с. являются кинки т.н. φ^4 -модели с ур-нием

$$\frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial x^2} = m^2 \varphi - \lambda \varphi^3, \quad (3)$$

где параметры $\lambda, m^2 \geq 0$. Модель простейшим образом иллюстрирует явление спонтанного нарушения симметрии. Действительно, ур-ние (3) допускает два решения-константы $\varphi = \pm m/\sqrt{\lambda}$, отвечающих нулевому уровню энергии $\mathcal{E} = 0$, к-рые переводятся друг в друга (инвариантны) при

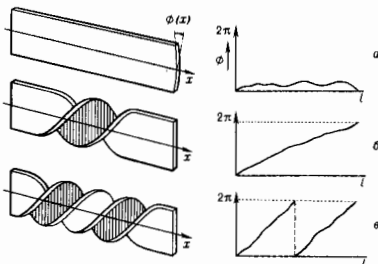


Рис. 2. Состояния полосы и отвечающие им изменения функции $\varphi(x)$: а — топологически тривиальная полоска с малыми отклонениями от равновесного положения; б — полоска, содержащая 2π -«скрутку» — кинк; в — полоска, содержащая 4π -«скрутку» — 2-кинк.

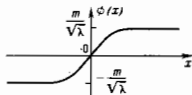
преобразованиях отражения $\varphi \rightarrow -\varphi$, в то время как ур-ние (3) и соответствующий лагранжиан инвариантны при таких отражениях. В квантовом варианте указанных постоянных решениям отвечают два вырожденных вакуумных состояния $|0\rangle, |0'\rangle$ (см. Вырождение вакуума). Выбор любого из этих вакуумов приводит к теории со спонтанно нарушенной отражательной симметрией.

Помимо стационарных решений (3) допускает кинковое (антикинковое) статическое решение (рис. 3)

$$\varphi_*(x) = \pm \frac{m}{\sqrt{\lambda}} \text{th} \left[\frac{m(x-x_0)}{\sqrt{\lambda}} \right], \quad (4)$$

с энергией $\mathcal{E} = (2\sqrt{2}/3)m^3/\lambda$, локализованной и малой окрестности точки x_0 . При $x \rightarrow \pm \infty$ решение (4) переходит в постоянные решения, а в точке обращения в нуль параметра нелинейности λ решение (4) становится сингуляр-

Рис. 3. Кинк φ^4 -модели, локализованный в точке $x = x_0$.



ным, что свидетельствует о его непертурбативном характере [т.е. решение (4) не может быть получено методами теории возмущений].

Топологический заряд φ^4 -теории записывается в виде

$$Q = \frac{\sqrt{\lambda}}{2m} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} dx = \frac{\sqrt{\lambda}}{2m} [\varphi(\infty) - \varphi(-\infty)],$$

при этом $Q = \pm 1$ для кинки (4) и $Q = 0$ для постоянных решений. В классич. теории это означает, что кинк не может быть непрерывным образом деформирован ни к одному из тривиальных решений (требуются бесконечная энергия для преодоления бесконечно высокого потенци. барьера). На квантовом уровне закон сохранения топологич. заряда запрещает кинку распадаться либо посредством туннельного эффекта переходить в одно из вакуумных состояний. Все это позволяет интерпретировать кинки как устойчивые частицоподобные состояния.

Следующим важным свойством φ^4 -модели является наличие в ней вырожденных состояний с пространством вырождения (см. ниже) $D = S^0$ (нудеральная сфера, состоящая, как известно, из двух точек, в другом случае $\pm m/\sqrt{\lambda}$). Это обстоятельство позволяет распространить как методы ис-

следования, так и выводы ϕ^4 -модели на широкий круг объектов в физике конденсированных сред, таких, как твердые и жидкие кристаллы, ферромагнетика и антиферромагнетика, сверхпроводники и сверхтекучие жидкости He^4 и He^3 и т. д. Возможность применения топологич. методов к классификации дефектов (нарушений локального равновесия) в конденсированных средах замечена Г. Е. Воловиком и В. П. Минеевым (1977) и основана на том, что во многих физических интересных ситуациях (примеры приведены ниже) можно говорить об установлении т. е. локального термодинамического равновесия. При этом можно говорить о темп-ре образа T как о ф-ции, зависящей от точки, а если состояния термодинамич. равновесия оказываются вырожденными при темп-рах ниже некоего критич. значения $T < T_c$, то и др. характеристики конденсированных сред будут зависеть от точки (см. [3]). Естество, предположение о непрерывности таких зависимостей позволяет описывать состояния конденсированных сред в терминах полевых переменных и соответственно использовать методы алгебры, топологии (теорию гомотопий, теорию гомотопий и когомологий, теорию расслоений и др.) для классификации состояний, установления закономерностей глобального характера, доказательства теорем существования солитонных решетчат и т. д.

Дефекты в конденсированных средах как Т. е. Топологич. анализ дефектов не претендует на полноту описания физ. картины, в частности, он практически не даёт количественных ответов, к-рые по сути слабо зависят от реализуемой топологии. Тем не менее такой анализ позволяет простыми средствами выявлять те качественные особенности рассматриваемых явлений, к-рые должны быть приняты во внимание при более детальном описании. Напр., легко можно понять причину отсутствия топологически устойчивых образований в обычной жидкости. Как известно, вихри могут быть устойчивы лишь в идеальной жидкости (теорема Кельвина — Гельмгольца), а под влиянием вязкости такие вихри рассеиваются. С точки зрения топологии причина состоит в том, что обычная жидкость не вырождена. В то же время *квантованные вихри* в сверхтекучем He^4 топологически устойчивы именно в силу вырожденности осн. состояний. В результате никакого вязкое трение не может изменить кванты циркуляции сверхтекучей скорости He^4 , с др. стороны, рассеивание вихря означало бы расширение области дефекта (нарушения сверхтекучести), что энергетически невыгодно.

Во многих случаях для предсказания существования того или иного типа дефекта в образе конденсированной среды достаточно исследовать связность пространства в рождении D — множества всех равновесных состояний образа при фиксиров. темп-ре T . Согласно теории Ландау фазовых переходов 2-го рода, равновесное состояние образа определяется минимизацией функционала свободной энергии по множеству состояний, характеризующим конечным числом параметров, называемых *параметрами порядка* теории. Рассматривая параметры порядка $\phi(x)$ как непрерывные отображения, определённые в области $M \subset R^3$, занимаемой образцом, и принимающие значения в пространстве вырождения D

$$\phi(x): M \rightarrow D, \quad (5)$$

приходим к стандартной задаче теории гомотопий по классификации отображений (5). Математически M определяется как компактное связное многообразие с границей ∂M , а дефекты отождествляются с особыми (сингулярными) или исеобными точками, линиями и плоскостями, где параметры порядка $\phi(x)$ не определены. Если темп или иным образом удаётся доопределить отображение $\phi(x)$ так, что оно будет регулярным во всей области M , то такие дефекты наз. *устраняемыми*. Наличие неустраиваемых особенностей в поле параметра порядка ведёт к пересмотру его области определения, т. е. вместо (5) рассматривают отображения вида

$$\phi(x): M \setminus \Sigma \rightarrow D, \quad (5a)$$

здесь Σ — область дефекта (подмногообразие M), где параметры $\phi(x)$ не определены регулярным образом.

В том случае, когда среда обладает *точечными дефектами*, Σ будет 0-мерным подмногообразием, состоящим из одной или нескольких особых точек внутри M . Такие дефекты принято называть «сжима» по виду конфигурации параметра $\phi(x)$ в окрестности особой точки. С топологич. точки зрения $M \setminus \Sigma = M \setminus \{0\} \simeq S^2$, иными словами, всегда возможно охватить область Σ сферой S^2 (рис. 4, а), и вместо отображений (5a) рассматривать в качестве параметров порядка

$$\phi|_{S^2}: S^2 \rightarrow D. \quad (6)$$

Дальнейшая топологич. классификация дефектов проводится по стандартной схеме. Множество отображений (6) разбивается на гомотопич. классы $[S^2, D]_i$, $i \in \mathbb{Z}$, каждый

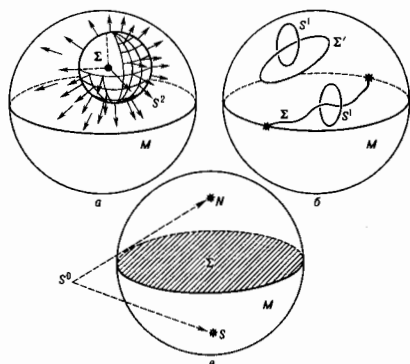


Рис. 4. Типы дефектов в конденсированных средах и соответствующие им подмногообразия дефектов Σ : а — точечный дефект; б — линейный дефект; в — планарный дефект.

из к-рых объединяет лишь те отображения из (6), к-рые нероводимы друг в друга непрерывной деформацией (гомотопии между собой). Далее, на множество гомотопич. классов $\{[S^2, D]_i\}$ задается закон композиции, по отношению к к-рому классы $[S^2, D]_i$ будут элементами 2-й гомотопической группы $\pi_2(D)$. Результат анализа сводится к утверждению, что топологически стабильные точечные дефекты в конденсированных средах возможны в случае, когда $\pi_2(D) = \mathbb{Z}$, т. е. если каждому гомотопич. классу можно поставить в соответствие некое число N из бесконечной группы целых чисел \mathbb{Z} или одной из её конечных подгруп. В применении к конденсированным средам вместо термина «гомотопический класс» употребляется термин «топологический тип дефекта», а число N наз. *топологическим индексом* (или зарядом) дефекта. Др. следствием изоморфизма $\pi_2(D) = \mathbb{Z}$ является «арифметика дефектов» при их слиянии и распадах: индекс «составного» дефекта N должен быть равен сумме (точнее, одному из значений суммы), в силу возможной многозначности операции сложения) индексов N_1 и N_2 слагаемых дефектов при слиянии и образовавшихся дефектов при распаде.

Одномерные подмнообразия дефектов Σ состоят из одной или нескольких особых линий, к-рые либо замкнуты в M , либо начинаются и заканчиваются на границе ∂M (рис. 4, б). Такие линейные дефекты наз. «вихрями» или «струнами», а область Σ в любой точке можно охватить окружностью S^1 . В этом случае параметры порядка суть отображения

$$\varphi|_{S^1}: S^1 \rightarrow D.$$

гомотопич. классы $[S^1, D]$, будут элементами 1-й гомотопической (фундаментальной) группы $\pi_1(D)$. Для существования топологически стабильных линейных дефектов требуется наличие изоморфизма $\pi_1(D) = \mathbb{Z}$. Наконец, когда $\dim \Sigma = 2$, мы приходим к параметрам порядка типа

$$\varphi|_{S^2}: S^2 \rightarrow D.$$

характерных для среды с планарными дефектами типа «доменных стенок» (рис. 4, е). Классификация проводится на основе т. н. 0-й гомотопической группы $\pi_0(D)$ и критерий существования стабильных планарных дефектов $\pi_0(D) = \mathbb{Z}$. Т. о., дефекты в конденсированных средах возникают как локализованные в пространстве структуры с нетривиальными топологич. характеристиками — индексами N , а их стабильность обеспечивается топологией пространства вырождения. Это и является основанием для рассмотрения пресечённых дефектов как Т. с. (в расширенном смысле). Следует отметить, что Т. с. в теории поля, как правило, обладают регулярным поведением во всей области определения.

На языке топологии получает своё объяснение и наиб. известный линейный дефект в кристаллах — краевая дислокация, возникающая при образовании лишней кристаллич. полулооскости в решётке (рис. 5). Предполагается, что на расстояниях в несколько постоянных решётки от линии АВ кристаллич. порядок восстанавливается. Поскольку пространство вырождения не зависит от вида кристалла, то достаточно рассмотреть простейший кубич. кристалл и смещения лишь вдоль одной из осей, x , с периодом решётки a_x . Состояния кристалла выражены относительно сдвигов на a_x , т. к. такой сдвиг приводит к совещению кристалла с самим собой. Иными словами, концы отрезка $[0, a_x]$ отвечают одному и тому же состоянию, что позволяет их отождествить. Для смещений x , лежащих вне отрезка $[0, a_x]$, всегда найдётся эквивалентное смещение внутри того же отрезка. В результате приходим к пространству вырождения кристалла по оси x в виде отрезка $[0, a_x]$ с отождествлёнными концами, что топологически эквивалентно окружности S^1 . Аналогичное вырождение состояний наблюдается и вдоль осей y и z , т. е. пространством вырождения кристалла в целом будет $D = S^1 \otimes S^1 \otimes S^1 \cong T^3$ — многообразие трёхмерного тора. Топологич. тип параметров порядка кристалла (в соответствии с приведённой выше схемой) будет характеризоваться группой $\pi_1(T^3) = \mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z}$, т. е. топологически устойчивые дислокации в кристаллах обладают тремя целочисленными топологич. индексами N_x, N_y и N_z , каждый из k -рых сохраняется при распадах и слияниях дислокаций. Отметим, что закон сохранения трёх индексов N_i ,

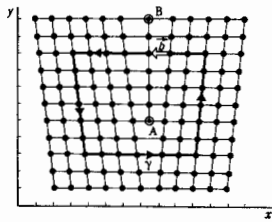


Рис. 5. Краевая дислокация в кубическом кристалле с осями вдоль x, y и z . Линия дислокации, которая перпендикулярна плоскости рисунка и изображена точкой А, является краем лишней полулооскости. Замкнутый контур γ отвечает обходу линии дислокации в положительном направлении. Дислокация характеризуется топологическими индексами $N_x = 1, N_y = N_z = 0$ и вектором Бюргера $b = a_x e_x$, перпендикулярным линии дислокации.

$i = x, y, z$, эквивалентен закону сохранения вектора Бюргера $b = a_x N_x e_x + a_y N_y e_y + a_z N_z e_z$, где e_i — орт в направлении i -той оси. Поскольку топологич. тип линии дислокации не изменяется при непрерывных деформациях, то приведенный результат полностью переносится и на винтовые дислокации, k -рые топологически эквивалентны краевым.

В изотропном ферромагнетике пространством вырождения является двумерная сфера $D = S^2$. Действительно, при $T < T_c$ (точка Кюри) в ферромагнетике возникает спонтанная намагниченность с вектором намагниченности M , длина k -рого фиксируется тем-рой образца: $|M| = M(T)$. Энергия ферромагнетика может зависеть как от величины M (собственно магн. энергии), так и от направления вектора M (т. н. энергия *магнитной анизотропии*). Поскольку энергия магн. анизотропии, как правило, пренебрежимо мала по сравнению с чисто магн. энергией, то для одного и того же энергетич. состояния ферромагнетика вектор M при заданной T может принимать все возможные направления. Каждому направлению нормированного на единицу вектора $n = M(T)/M(T)$ (параметр порядка ферромагнетика) можно взаимно однозначно сопоставить точку на сфере S^2 (последняя возникает как гоом. место точек — концов вектора n). Следовательно, в изотропных магнетиках с $D = S^2$ могут существовать стабильные точечные дефекты («жиры»), т. к. $\pi_2(S^2) = \mathbb{Z}$. В то же время линейные и планарные дефекты в таком магнетике будут неустойчивы. При наложении односторонних граничных условий на бесконечности ($n = n_0$ при $|r| \rightarrow \infty$) возникает эфф. компактификация пространства R^3 , т. е. $R^3 \cup \{\infty\} = S^3$. В результате вместо (5) имеем отображения Хоппфа (H. Hopf):

$$\pi: S^3 \rightarrow S^2,$$

классифицирующиеся по группе $\pi_3(S^2) = \mathbb{Z}$.

Простейшей нетривиальной конфигурацией поля в таком случае будет несобойный кольцевой вихрь с инвариантом Хоппфа $Q_H = 1$. Правда, для стабилизации такого вихря к лагранжиану обычной *сигма-модели* требуется добавить члены 4-го порядка но производным n [4].

Для анизотропного ферромагнетика типа «лёгкая ооскость» вектор n лежит в k -ркой плоскости, и пространством вырождения в этом случае будет $D = S^1$ (окружность). В таких образцах могут возникать устойчивые линейные дефекты — «вихри», т. к. $\pi_1(S^1) = \mathbb{Z}$. В полярных координатах (r, φ) на плоскости вне области дефекта Σ параметр порядка можно представить в виде $n = A(r, \varphi) \exp\{i\alpha(r, \varphi)\}$, где $\alpha(r, \varphi)$ — непрерывно меняющаяся фаза (угол между направлением M и k -ркой осью). «Вихрем» будет такая ооская линия, при обходе k -рой фаза меняется на $\alpha(r, 2\pi) - \alpha(r, 0) = 2\pi N$, где N — топологический i -инвариант «вихря» — целое число, показывающее, сколько полных оборотов при этом делает вектор n . На рис. 6, а изображён вихрь с $N = 1$, на рис. 6, б — с $N = -1$, 6, в — с $N = 0$.

Наконец, в ферромагнетиках типа «лёгкая ось» равновесными при каждом значении T будут лишь два состояния $M = \pm M_0$ (где v — единичный вектор в направлении «лёгкой оси» намагничивания), т. е. $D = S^0$. В силу того, что $\pi_0(S^0) = \mathbb{Z}$, можно говорить о допустимости Т. с. типа «доменных стенок» в магнетиках типа «лёгкая ось». Динамика простейших «доменных стенок» описывается синус-Гордона ур-нием, Шрёдингера уравнением нелинейным и т. д. [5], [6].

Параметром порядка в нематических *жидких кристаллах* (или нематиках) служит директор D , указывающий преимущественное направление длинных осей вытянутых молекул нематика при k -ркой $T < T_c$ (в отличие от вектора n , для директора направления d и $-d$ физически неразличимы). [Название «нематик» предложено Ш. Фриделем (Ch. Friedel).] Областью вырождения D (областью значений директора d) в трёхмерном нематике является вещественное проективное пространство RP^2 (получаемое из сферы S^2 отождествлением диаметрально противоположных точек). Соответственно допустимы стабильные точечные

особенности («жи»), к-рые классифицируются группой $\pi_2(RP^2) = \mathbb{Z}$, а их конфигурации и «арифметика» те же, что и для точечных дефектов в изотропном магнетике. Линейные дефекты — дисклинация в трёхмерном немагнетике — характеризуются группой $\pi_1(RP^2) = \mathbb{Z}_2$, где $\mathbb{Z}_2 = \{0, 1\}$ — подгруппа \mathbb{Z} , задающая «двоничную арифметику» топологии. Инварианты дисклинаций: $0+1=1$; $1+1=0$. В связи с этим устойчивыми будут лишь дисклинация с нечётным топологич. инвариантом — индексом Франка N_F (рис. 6, *з, д, е*), а дисклинация с чётным индексом N_F (рис. 6, *а, б*) будут неустойчивы, т. к. они имеют возможность «вытечь в третье измерение». Индекс Франка определяется по аналогии с др. топологич. инвариантами как целое число N_F , связанное с изменением α вектора d при обходе по замкнутому контуру вокруг линии дисклинации соотношением $\alpha = \pi N_F$. Заметим, что дисклинация, изображённая на рис. 6 (*з, д, е*),

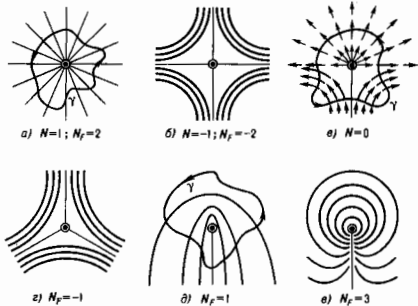


Рис. 6. Вихревые дефекты в ферромагнетиках и дисклинация в немагнетиках (во всех случаях особые линии перпендикулярны плоскости рисунков).

невозможны в ферромагнетиках, т. к. при этом поле и имело бы разрыв вдоль поверхности, опирающейся на особую линию. В немагнетиках они существуют лишь в силу неразличимости взаимно противоположных направлений директора d . В двумерных немагнетиках $D = RP^1 \approx S^1$ и отсутствуют устойчивые точечные дефекты в силу $\pi_2(RP^2) = 0$. В то же время в них реализуются как устойчивые структуры все типы дисклинаций, изображённые на рис. 6, т. к. $\pi_1(RP^1) = \mathbb{Z}$. Топологич. анализ дефектов в антиферромагнетиках проводится по аналогии с немагнетиками.

Для сверхтекучей компоненты He^4 (см. *Гелий жидкий, Квантовая жидкость*) областью вырождения D состояний, описываемых волновой ф-цией $\psi = |\psi| \exp(i\varphi)$, будет область возможных значений волновой ф-ции при фиксированном e модуле $|\psi|$. Физически это связано с т. н. *Бозе-Эйнштейна конденсацией* бесспиновых атомов изотона He^4 в состоянии с наим. энергией жидкости при темп-ре $T < T_c$, т. е. с накоплением в одном и том же состоянии большого числа частиц квантовой жидкости. Если пренебречь слабым взаимодействием между атомами жидкости, то при $T=0$ K в состоянии с мин. энергией будут находиться все без исключения частицы, что и позволяет описывать их одной и той же (не зависящей от координат частиц) волновой ф-цией $\psi = |\psi| \exp(i\varphi)$. Нормированная волновая ф-ция $\Phi(x) = (\psi/|\psi|) \exp[i\varphi(x)]$ в этом случае играет роль параметра норияда, т. е. на комплексной плоскости, область вырождения представляет собой окружность $D = S^1$, вдоль к-рой мнется фаза φ (вырождение состояний по фазе). На основании того, что $\pi_2(S^1) = 0$, $\pi_1(S^1) = \mathbb{Z}$, заключаем, что точечных дефектов в He^4 нет; в то же время линейные дефекты — вихри в He^4 — будут устойчивыми

особенностями с дельтообразными топологич. инвариантами.

Действительно, скорость течения сверхтекучей компоненты He^4 выражается через градиент фазы $v_s = (\hbar/m) \nabla \varphi$, где m — масса атома He^4 . Циркуляция скорости выражается через изменение фазы $\oint \varphi$ при обходе линии вихря по произвольному замкнутому контуру γ и равна $(2\pi\hbar/m) \oint \varphi$. Однозначной волновой ф-ции Φ будет лишь при условии, что изменение фазы $\oint \varphi = 2\pi N$, где $N \in \mathbb{Z}$, т. е. имеет место квантование циркуляции скорости при обходе вокруг линии вихря. Поскольку $\oint \varphi = 2\pi N$ при обходе по любому сколь угодно малому контуру γ , это означает, что сама фаза не может быть однозначно определена на линии вихря, т. е. это действительно особая линия. Именно в силу квантования циркуляции интенсивность вихря лишена возможности уменьшаться непрерывным образом под действием вязкости. С др. стороны, запрещено возникновение вихрей с произвольной циркуляцией. Всё это и обеспечивает незатухающий характер сверхтекучего движения в He^4 . Значению $N=0$ соответствуют безвихревые, или потенциальные, течения He^4 . Топологич. свойства сверхпроводников совпадают со свойствами сверхтекучего He^4 .

Ситуация с топологически стабильными дефектами в He^3 более сложная, т. к. параметром порядка в этом случае является комплексный тензор 2-го ранга A_{ik} , $k=1, 2, 3$. Это, в частности, есть отражение того факта, что в отличие от бозе-жидкости He^4 , He^3 является ферми-жидкостью, допускающей существование анизотропных сверхтекучих фаз. Для B -фазы He^3 пространство вырождения D топологически эквивалентно $SO(3) \otimes U(1)$. Вычисления гомотонич. групп $\pi_2(D) = 0$, $\pi_1(D) = \pi_1[SO(3)] + \pi_1[U(1)] = \mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z}$ указывают на то, что в B -фазе He^3 отсутствуют топологически стабильные точечные дефекты, а линейные дефекты — вихри — характеризуются набором из двух топологич. чисел.

Для A -фазы He^3 пространство $D = S^2 \otimes SO(3) / \mathbb{Z}_2$. Это означает, что пространство $S^2 \otimes SO(3)$ — двудлистное накрытие D , а, следовательно, однодольное пространство $S^2 \otimes SU(2)$ — четырёхлистное накрытие D . В итоге для гомотонич. групп пространства вырождения параметра порядка A -фазы имеем $\pi_2(D) = \mathbb{Z}$, $\pi_1(D) = \mathbb{Z}_4$, т. е. в A -фазе He^3 точечные дефекты характеризуются дельтообразными топологич. инвариантами, а для вихрей топологич. инвариант будет вычтом по модулю 4. Подобная структура фаз и тонология дефектов предполагается и в нейтральных звёздах.

Динамика многомерных Т. с. Топологич. анализ дефектов даёт лишь качественные ответы и необходимые критерии существования стабильных Т. с. типа наличия изоморфизмов $\pi_1(D) = \mathbb{Z}$ для пространств вырождения параметров порядка. При этом в роли параметров порядка могут фигурировать скалярные, комплексные, векторные и в общем случае тензорные поля. Количественное описание Т. с. основывается на построении, как правило, нелинейных динамич. моделей, обладающих след. свойствами: (а) ур-ния Эйлера — Лангранжа модели допускают регулярные локализованные решения с конечными динамич. характеристиками (энергией, импульсом, моментом импульса и т. д.); (б) состояния наделены нетривиальными топологич. характеристиками Q (зарядом, индексом и т. д.); (в) функционал энергии модели оценивается снизу через топологич. инвариант $Q: \mathcal{F} \rightarrow cf(Q)$, $e = \text{const}$, что обеспечивает динамич. устойчивость Т. с.

Вихри Нильсена — Олсенга (Н. В. Nielsen, P. Olesen, 1973). Динамика, описание линейных дефектов типа вихря возможно, напр., в рамках т. н. абелевой калибровочной модели Хиггса (P. W. Higgs, 1964; см. *Хиггса механика*) с калибровочной группой $U(1)$ и лагранжианом

$$\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2} (D_\mu \varphi)^* D_\mu \varphi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{\lambda}{4} (\varphi^* \varphi - a^2)^2, \quad (7)$$

где $\mu, \nu = 0, 1, 2$; * означает комплексное сопряжение, $F_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x)$ — тензор напряжённости эл.

магн. поля, $D_{\nu\mu}(\varphi) = (\delta_{\nu\mu} - ieA_{\nu})\varphi(\varphi)$ — ковариантная производная, $a_0 = \text{const}$. Комплексное хиггсовское поле $\varphi(x) = \varphi_1(x) + i\varphi_2(x)$ можно рассматривать, напр., как параметр порядка сверхпроводящей среды, а пространственное вырождения в этом случае совпадает с многообразием классич. вакуумов $|\varphi|^2 = a_0^2$, т. е. $D = S^1$. На этом основании можно предположить наличие стабильных Т. с. типа вихрей, т. к. $\pi_1(D) = \pi_1(S^1) = \mathbb{Z}$. Ур-ния Эйлера — Лагранжа для (7)

$$\partial^{\nu} F_{\nu\mu} = \frac{ie}{2} (\varphi^* \partial_{\nu} \varphi - \varphi \partial_{\nu} \varphi^*) + e^2 A_{\nu} \varphi^* \varphi, \quad (8)$$

$$(\partial_{\nu} - ieA_{\nu})(\partial^{\nu} + ieA^{\nu})\varphi = -\lambda\varphi(\varphi^* - a_0^2)$$

действительно допускают вихревые решения, т. н. вихри Нильссона — Олссена, на статических цилиндрических-симметричных полевых конфигурациях

$$A_0 = A_3 = 0, \quad A_i(x_1, x_2) = \varepsilon_{ij} \frac{B(\rho)}{\rho}, \quad i, j = 1, 2, \quad (9)$$

$$\varphi(x_1, x_2) = f(\rho) \exp(i\chi(\theta)),$$

где $\rho = (x_1^2 + x_2^2)^{1/2}$, $\theta = \arctg(x_2/x_1)$. Естественное условие отсутствия токов на бесконечности $\partial^{\nu} F_{\nu\mu} \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow \infty$ влечёт в силу (8) и (9) $A_i \rightarrow -(1/e)\partial_i \chi(\theta)$. В результате магн. поток Φ через плоскость (x_1, x_2) занята как

$$\Phi = \int d^2x F_{12} = \oint dx^i F_{12} = -\frac{1}{e} \oint dx^i \partial_i \chi.$$

Требование однозначной определённости поля Хиггса выполнено тогда (и только тогда), когда при обходе линии вихря по любому замкнутому контуру γ фаза χ изменяется на $2\pi N$, следовательно,

$$\Phi = \frac{1}{e} [\chi(2\pi) - \chi(0)] = \frac{2\pi N}{e}, \quad N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

В результате магн. поток оказывается квантованным (без привлечения к-л. постулата о квантовании) с квантом потока $2\pi/e$. Аналогичное свойство присуще вихрям магн. потока в сверхпроводниках 2-го рода (см. *Решётка вихрей Абрикосова*) (с заменой $e \rightarrow 2e$ в силу *Купера эффекта*), т. к. в статическом пределе абелева модель Хиггса сводится к *Гинзбурга — Ландау теории* сверхпроводимости [7].

Вихри с N квантами магн. потока описываются решениями вида (9) ур-ний (8), к-рые при $\chi = N\theta$ удовлетворяют системе обыкновенных дифференц. ур-ний:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left[\rho \frac{d}{d\rho} f(\rho) \right] - \left[\left(\frac{N}{\rho} - eB \right)^2 + \lambda(f^2 - a_0^2) \right] f = 0, \quad (10)$$

$$\frac{d}{d\rho} \left[\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} (\rho B) \right] - \left(e^2 B - \frac{eN}{\rho} \right) f^2 = 0.$$

Из требования конечности энергии, приходящейся на единицу длины вихря, выводится асимптотич. поведение f и B при $\rho \rightarrow \infty$ на пространственной бесконечности: $f(\rho) \rightarrow a - \mu \exp(-\rho/\xi)$; $B(\rho) \rightarrow (N/e\rho) + \eta \exp(-\rho/\delta)$, где μ , η — константы, $\xi \equiv 1/(a_0\sqrt{\lambda})$ — длина когерентности, задающая масштаб изменений скалярного поля, $\delta \equiv e a_0 -$ глубина проникновения (характерный масштаб для f — фазы) Т. о., вне линии вихря $f(\rho)$ и $B(\rho)$ экспоненциально убывают с увеличением расстояния. Помимо точного (чисто калибровочного) решения $f(\rho) = a_0$, $B(\rho) = (N/e\rho)$, известны лишь численные решения ур-ний (10). По величине безразмерного параметра Гинзбурга — Ландау $k = \delta/\xi = \sqrt{\lambda}$ сверхпроводники можно разбить на два класса: условием $k < 1/\sqrt{2}$ выделяются *сверхпроводники первого рода*; при $k > 1/\sqrt{2}$ имеем *сверхпроводники второго рода*. Устойчивые вихри характерны лишь для сверхпроводников 2-го рода, т. к. при $k < 1/\sqrt{2}$ между вихрями возникают силы притяжения, под действием к-рых они коллапсируют. Напротив, при $k > 1/\sqrt{2}$ между вихрями возникают силы отталкивания, приводящие к образова-

нию треугольных решёток с единичными (несущими один квант магн. потока) вихрями в узлах. Поскольку при $k > 1/\sqrt{2}$ энергия (на единицу длины) N -вихревой конфигурации $\mathcal{E}_N \gg N\mathcal{E}_1$, $N > 1$, где \mathcal{E}_1 — энергия (на единицу длины) единичного вихря, то такая конфигурация оказывается неустойчивой и распадается на N отдельных единичных вихрей, что и подтверждается экспериментом. (В сверхтекучих жидкостях, по аналогичным причинам, устойчивыми и наблюдаемыми являются лишь вихри с дилучным топологическим числом.) В случае $k = 1/\sqrt{2}$ ур-ния (10) редуцируются к системе N -го порядка:

$$\frac{df}{d\rho} = \left(\frac{N}{\rho} - eB \right) f, \quad (11)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} (\rho B) = -\frac{e}{2} (f^2 - a_0^2).$$

Из (11) для энергии N -вихря, т. с. вихря, несущего N квантов магн. потока, выводится следующее выражение через энергию единичного вихря: $\mathcal{E}_N = N\mathcal{E}_1$, что свидетельствует об отсутствии взаимодействия между вихрями при $k = 1/\sqrt{2}$.

Вихри Белауина — Полякова (А. А. Белауин, А. М. Поляков, 1975) — Т. с., обнаруженные в т. н. нелинейной $O(3)$ -модели n -поля $\mathbf{n}(x, t) = |\mathbf{n}|^a(x, t)$, $a = 1, 2, 3$; $x \in R^2$, где n^a — действительные скалярные поля, подчинённые условию

$$n_a n^a = \sum_{a=1}^3 n_a^2(x, t) = \mathbf{n} \cdot \mathbf{n} = 1, \quad (12)$$

т. е. со значениями на сфере S^2 . Динамика модели задаётся лагранжианом

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_{\mu} \mathbf{n} \cdot \partial^{\mu} \mathbf{n}, \quad \mu = 0, 1, 2, \quad (13)$$

и ур-нием связи (12). Ур-ния Эйлера — Лагранжа находятся как условие экстремума действия для (13), где связь (12) учтена введением множителя Лагранжа, в итоге для статических полей имеем

$$\nabla^2 \mathbf{n} - (\nabla \cdot \nabla) \mathbf{n} = 0.$$

Состояния с нулевой статической энергией $\mathcal{E} = 0$ (классич. вакуумы), где

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \int d^2x \partial_i \mathbf{n} \cdot \partial_i \mathbf{n}, \quad i = 1, 2, \quad (14)$$

получаются из условия $\partial_i \mathbf{n} = 0$, т. с. для всех $x \in R^2$ поле $\mathbf{n}(x) = \mathbf{n}_0$, где \mathbf{n}_0 — нек-рый фиксированный единичный вектор с произвольной ориентацией. Иными словами, модель содержит вырожденное непрерывное семейство «классич. вакуумов», переводимых друг в друга преобразованиями (вращениями) из группы $O(3)$, т. е. пространством вырождения $D = S^2$. Солитонные решения с ненулевой, но конечной энергией (14) — Т. с. — должны удовлетворять граничным условиям

$$\mathbf{n}(x) \rightarrow \mathbf{n}_0 \text{ при } r = |x| \rightarrow \infty,$$

в силу к-рых пространство R^2 понадевается бесконечно удалёнными точками и эффективно компактифицируется $R^2 \cup \{\infty\} \cong S^2$, т. е. Т. с. следует искать среди отображений $\mathbf{n}(x): S^2 \rightarrow S^2$. Такие отображения классифицируются группой $\pi_2(S^2) = \mathbb{Z}$ с определённым значением топологии, заряда

$$Q = \frac{1}{8\pi} \int d^2x \varepsilon_{ik} \mathbf{n} \cdot [\partial_i \mathbf{n} \partial_k \mathbf{n}], \quad i, k = 1, 2, \quad (15)$$

где скалярное и векторное произведения относятся к векторам ε_{ik} — *Левы-Чивиты символ*. Из тождества

$$\int d^2x \{ (\partial_i \mathbf{n} \pm \varepsilon_{ik} \mathbf{n} \partial_k \mathbf{n}) \cdot (\partial_i \mathbf{n} \pm \varepsilon_{ik} \mathbf{n} \partial_k \mathbf{n}) \} \geq 0$$

с учётом (14), (15) находится оценка для энергии Т. с.:

$$\delta \geq 4\pi|Q|, \quad (16)$$

обеспечивающая его устойчивость в каждом гомотонич. классе. В случае равновесия в (16) минимум энергии (14) реализуется на решениях т.н. ур-ний Богомольного (Е. Б. Богомольный, 1976)

$$\partial_i \pi = \pm e_{ik} [n \partial_k \pi], \quad (17)$$

к-рые в координатах стереографич. проекции

$$\omega_1 = \frac{2n_1}{1-n_3}, \quad \omega_2 = \frac{2n_2}{1-n_3}$$

представляют собой условия Коши — Римана:

$$\frac{\partial \omega_1}{\partial x_1} = \pm \frac{\partial \omega_2}{\partial x_2}, \quad \frac{\partial \omega_1}{\partial x_2} = \mp \frac{\partial \omega_2}{\partial x_1}$$

Т. о., любая аналитическая функция $\omega(z)$ или $\omega(z^*)$, где $\omega = \omega_1 + i\omega_2$, $z = x_1 + ix_2$, записанная в переменных n^a и x , удовлетворяет ур-ниям (17). Напр.,

$$\omega(z) = [(z - z_0)/\lambda]^N \quad (18)$$

описывает Т. с. нелинейной $O(3)$ -модели с топологич. зарядом $Q = N$, т.п. N -вихри Белакина — Полякова. Здесь λ — любое действительное число, n — любое положительное целое число, z_0 — произвольное комплексное число. Считая поле π силовой переменной, нелинейную $O(3)$ -модель можно рассматривать как вариант *Гейзенберга модель* планарного магнетика. Статические решения (18) в $(2+1)$ -измерениях переносятся и на случай $O(3)$ -модели в $(1+1)$ -измерениях, где они реализуются как *инстантоны* [1]. В $(3+1)$ измерениях для возможных Т. с. — неособых кольцевых вихрей с единичным индексом Хофа — при выборе функционала энергии \mathcal{E} в виде (14) не имеет места оценка (16) и $\delta \sim R$, где R — радиус кольца. Следовательно, минимум энергии достигается при $R \rightarrow 0$, что свидетельствует о нестабильности кольцевого вихря. Ситуация исправляется, напр., добавлением в (13) членов более высокого порядка по градиентам n -поля.

Горны Рыбакова (Ю. П. Рыбаков, 1981) — Т. с. в виде замкнутых «закрученных» струн с нетривиальным индексом Хофа — реализуются в т.п. модели Фаддеева (Л. Д. Фаддеев, 1973) для n -поля в $(3+1)$ -измерениях, где $n(x, t)$ -поле определено на $R^3 \times R^1$ и подчинено условиям $|n|=1$, $n^a(\infty, t) = \delta_{a3}$, $a=1, 2, 3$, в силу к-рых его можно представить как отображение $n: S^3 \rightarrow S^2$. Соответственно n -полевые конфигурации классифицируются элементами группы $\pi_3(S^2) = \mathbb{Z}$. Лагранжиан модели

$$\mathcal{L} = -\frac{e^2}{4} f_{ab}^2 + \lambda^2 (6_n n^a)^2 - m^2 (1 - n_3), \quad (19)$$

$$\mu, v, 0, 1, 2, 3,$$

где e, λ, m — постоянные параметры,

$$f_{\mu\nu} = 2\epsilon_{abc} \partial_\mu n^a \partial_\nu n^b n^c \equiv \partial_\mu \mathcal{A}_\nu - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu.$$

Массовый член $m^2(1 - n_3)$ добавляется в (19) для обеспечения требуемого асимптот. поведения полей на бесконечности. Топологич. инвариант модели — индекс Хофа Q_n вычисляется по ф-ле

$$Q_n = -\frac{1}{(8\pi^2)} \int (\mathcal{A} \cdot \mathcal{B}) d^3x, \quad \mathcal{B} = \text{rot } \mathcal{A}, \quad (20)$$

и для энергии имеет место оценка

$$\mathcal{E} \geq e\lambda(4\pi)^2 \sqrt{2} 3^{3/4} |Q_n|^{3/4},$$

обеспечивающая стабильность неособых вихрей в рамках модели Фаддеева (19). Минимум энергии реализуется на аксиально-симметричной конфигурации (горноне, к-рую удобно записывать в угловых переменных β, γ на S^2 : $\beta = \beta(r, z), \gamma = \gamma(r, z)$, где Γ — целое число, β, α, z — цилиндрич. координаты, $\partial_r = \partial/\partial r$ — нек-рая новая переменная, и для регулярных решений $\beta \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$. Это свидетельствует о тороидальной структуре Т. с. в модели Фаддеева, представляющей собой замкнутые «закрученные»

струны (или неособые кольцевые вихри). Математическое существование таких Т. с. доказано, однако не известно ни одного точного решения ур-ний поля модели. Подобные локализованные структуры возникают в изотропных магнетиках, в физике элементарных частиц (модель тяжёлых мезонов), в астрофизике и т.д. [8].

Монополи т Хоофта — Полякова (G. 't Hooft, A. M. Polyakov, 1974) возникают как Т. с. в $(3+1)$ измерениях при обобщении калибровочной модели Хиггса (7) на случай неабелевой калибровочной группы, напр. группы $SU(2)$ (см. *Мазинитый монополи, Калибровочные поля*). Лагранжиан выводится в виде (7) со след. изменениями: $F_{\mu\nu} \rightarrow F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + e\epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$; $D_\mu \psi \rightarrow D_\mu \psi^a = \partial_\mu \psi^a + e\epsilon^{abc} A_\mu^b \psi^c$; вместо комплексного рассматривается изовекторное хиггсовское поле $\varphi^a(x)$, $a=1, 2, 3$. Т. с. реализуются как сферически-симметричные статические конфигурации вида

$$A_0 = 0, \quad A_i^a = e_{aij} x_j \frac{1-g(r)}{er^2}, \quad i, j=1, 2, 3, \quad (21)$$

$$\varphi^a = -x^a \frac{h(r)}{er^2}, \quad r = (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)^{1/2},$$

где ф-ции $g(r), h(r)$ находятся как решения системы:

$$r^2 \frac{d^2 g}{dr^2} = g(g^2 - 1) + gh^2, \quad (22)$$

$$r^2 \frac{d^2 h}{dr^2} = 2hg^2 + \frac{\lambda}{e^2} (h^3 - e^2 a_0^2 r^2),$$

отвечающие след. поведению калибровочного A_i^a и изовекторного φ^a полей на границе R^3 :

$$A_i^a \rightarrow e_{aik} \frac{r^k}{er^2}; \quad B_i = \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} F^{jk} \rightarrow \frac{r_i}{er}; \quad (23)$$

$$\varphi^a \rightarrow a_0 \frac{r^a}{r}; \quad D_\mu \varphi^a \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty.$$

Выбор нетривиальных условий (23), с одной стороны, обеспечивает конечность энергии \mathcal{E} , с другой — позволяет полям $\varphi^a(x)$ принимать разл. направления (во внутр. изотопич. пространстве, см. *Изотопическая инвариантность*) в бесконечно удалённых точках, т.к. $\varphi^a \rightarrow a_0 \delta^a$. Поскольку граница пространства R^3 может быть отождествлена с «пространственной» сферой S^2 , а поля $\varphi^a(x)$ принимают значения на «полюсовой» сфере S^2 , то естественно рассматривать их как регулярные отображения, классифицируемые группой $\pi_2(S^2) = \mathbb{Z}$. Топологич. инвариант модели в этом случае связан с магн. зарядом монополя, что подтверждается с помощью калибровочно инвариантного тензора эл.-магн. поля т Хоофта

$$F_{\mu\nu} = n^a F_{\mu\nu}^a = \frac{1}{e} \epsilon^{abc} n^a D_\mu n^b D_\nu n^c; \quad n^a = \frac{\varphi^a}{|\varphi|}, \quad (24)$$

к-рый на конфигурации (21) равен $F_{ij} = e_{ijk} x_k / er^3$, а магн. поле $B_k = x_k / er^3$ в точности совпадает с полем точечного монополя с магн. зарядом $q_m = 1/e$. В отличие от электродинамики Максвелла тензор (24) имеет дуальный тензор с ненулевой дивергенцией и, как следствие,

$$\frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \partial^\nu F^{\rho\sigma} = \frac{1}{2e} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_{abc} \partial^\nu n^a \partial^\rho n^b \partial^\sigma n^c = \frac{4\pi}{e} J_\mu. \quad (25)$$

Видно, что $(1/e)J_\mu$ имеет смысл магн. тока, в то время как $J_\mu = \epsilon_{ijk} er^3$ — топологич. ток. Действительно, из (25) следует, что магн. поле B подчиняется ур-нию $\nabla B = 4\pi J_0/e$, откуда по теореме Гаусса — Остроградского получаем соотношение между топологич. инвариантом Q для отображений из $S^2 \rightarrow S^2$ он наз. индексом Кронекера (L. Kronecker) и магнитным монополюмом зарядом $q_m = Q/e$. Т. о., магн. заряд монополя имеет топологич. природу, а его квантование возникает как число классич. эффект [1], [2], [7].

Точные решения системы (22) известны лишь для одночного монополя в пределе $\lambda \rightarrow \infty$ — т.н. пределе Пра-

сада—Соммерфилда (М. К. Prasad, С. Н. Sommerfield, 1975), при фиксированных ϵ, a_0 , и равны:

$$g(r) = \frac{e ar}{sh(e ar)}; \quad h(r) = \frac{c ar}{th(e ar)} - 1.$$

В этом пределе для энергии модели справедлива оценка

$$\mathcal{E} = \int d^3x \left\{ \frac{1}{4} (F_{ij}^a - \epsilon_{ijk} D_k \phi^a)^2 + \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} F_{ij}^a D_k \phi^a \right\} \geq \frac{4\pi a_0}{e} |Q|, \quad (26)$$

и равенство в (26) достигается на решениях ур-ни Богомольца $F_{ij}^a = \epsilon_{ijk} D_k \phi^a$, описывающих конфигурацию с мин. энергией при любом значении Q . Из (26) следует, что монополи должны обладать массой $M_p = 4\pi a_0 / e$, k -рая растёт с уменьшением константы взаимодействия e и по оценкам должна быть порядка 10^{16} ГэВ. При $\lambda \neq 0$ возможность существования T , с. подтверждена лишь прямыми вариационными методами (Ю. С. Тюпкин, В. А. Фатеса, А. С. Шварц, 1976) и численными расчётами. Помимо монополюльных решений модель допускает т.п. дионы и Джулия—Зи (В. Julia, А. Zee, 1975), т.е. объекты с электрическим и магнитным зарядами. Физические монополи предсказываются теорией *Великого объединения* и могут выступать в роли катализатора распада протона—эффект Каллана—Рубакова (В. А. Рубаков, 1981; С. G. Callan, 1982), но до сих пор не обнаружены экспериментально.

Другими известными примерами T , с. в (3+1) измерении являются инстантоны и скирмионы. Инстантоны обнаружены (А. А. Белавин, А. М. Поляков, Тюпкин, Шварц, 1975) как частицеобразные решения в эквидивном, чисто калибровочном варианте заграничная предыдущей модели, т.е. когда в отсутствие полей Хиггса, *Янса—Миллса* A_μ^a рассматриваются в миним. времени. Пространство-время Минковского при замене $t \rightarrow i\tau_0$, где x_0 —вещественная переменная, эквивалентно эквидивному 4-мерному пространству. Термин «инстантон» (от англ. instant—мгновенный, немедленный; момент) предложен Г.Хоофом для обозначения T , с. к-рые, в отличие от вышеописанных солитонов, локализованы не только в пространстве, но и во времени. В силу своих особых свойств инстантоны могут осуществлять мгновенные переходы между нольями с разной топологией, что имеет существенное значение в процессах перестройки вакуума в квантовой хромодинамике и других калибровочных теориях.

Скирмионы— T , с. с линейной симметрией, предложенной Т. Х. Р. Скирмом (Т. Н. Р. Skyrme, 1961; см. *Скирми-модель*). Изначально скирмионы предназначались для описания барионов как протяжённых локализованных структур с нетривиальным топологич. зарядом Q (типа степени отображения $S^3 \rightarrow S^3$), к-рый интерпретировался как *барионное число*. При этом модель Скирма оказалась достаточно удачным и простым прообразом эффективной мезонной теории (пока неизвестной и труднодоступной), к к-рой должна сводиться теория сильных взаимодействий (квантовая хромодинамика) в низкоэнергич. секторе. В рамках этой достаточно простой модели удаётся удовлетворительным образом описывать как спектроскопию основных состояний адронов, так и их взаимодействия. Позже выяснилось, что на основе модели Скирма и её модификаций, таких, как модель Скирма—Мантона (N. S. Manton, 1987), можно получать разумные ответы как в высокоэнергич. физике адронов, так и при описании плотной ядерной материи. В частности, можно получить оценку для плотности энергии ядерной материи

$$\rho_E \geq \frac{1}{2\lambda^2} (2\pi^2 n)^{2/3} + e^2 (2\pi^2 n)^{3/2},$$

где $\rho_E = \mathcal{E}/V$, $n = N/V$ —плотность числа частиц, V —объём, занимаемый материей, λ, e —параметры модели.

Оценка хорошо согласуется с выводами теории кварк-глюонной плазмы. Другим предсказанием модели является то, что по мере уплотнения системы изолированных скирмионов они вначале образуют гранитирный кубич. решётку с нек-рой постоянной a' , затем скирмионы начинают расширяться, теряют свою индивидуальность, и при дальнейшем уплотнении происходит фазовый переход системы в конденсированное состояние. При этом имеет место эффект уменьшения энергии (массы), приходящейся на один скирмион, достигающий предельного значения при нек-ром $a' = a'_0 [9]$, [10].

Одной из наиб. привлекательных особенностей модели Скирма является реализованный в её рамках механизм построения фермионных состояний (нуклонов) из бозонных полей (мезонов), т.н. явление Ферми—Бозе трансмутации. В связи с этим термин «скирмиоп» (предложен В. И. Санюком, 1981) приобрёл расширенный смысл—так называются теперь любые T , с., возникающие как частицеобразные решения в чисто бозонных теориях поля, но подчиняющиеся статистике Ферми—Дирака после квантования, т.е. характеризующиеся полусцислым спином. Более того, развитие этой идеи показало, что возможны T , с. с произвольным дробным значением спина, подчиняющиеся т.н. промежуточным статистикам (см. *Парастатистика*). Такие T , с. известны также под назв. анионы (от англ. any—всякий, любой). Термин предложен Ф. Вилчеком (F. Wilczek, 1982) и отражает факт допустимости практически любого дробнозначного спина у таких частиц, к-рые используются в моделях высокотемпературной сверхпроводимости (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*). В теории *квантового Холла эффекта* также рассматриваются T , с. с дробным спином под назв. «холлоны», в гравитации—«геоны» и т.д.

T , с. с дробным спином. Проиллюстрируем появление T , с. с дробным спином на примере (2+1)-мерной нелинейной σ -модели, обсуждавшейся ранее в связи с вихрями Блсавина—Полякова [урина (12), (13)]. Топологич. заряд модели (15) можно представить как $Q = \int d^2x J^0$, где J^μ —временная компонента сохраняющегося независимо от динамики модели топологич. тока

$$J^\mu = \frac{1}{8\pi} \epsilon^{\nu\alpha\beta} \epsilon_{abc} n^a \partial_\nu n^b \partial_\alpha n^c. \quad (27)$$

Закон сохранения $\partial_\mu J^\mu = 0$ позволяет переписать ток (27) в виде ротора от пск-рого вспомогательного калибровочного поля A_μ :

$$J^\mu = \epsilon^{\nu\alpha\beta} \partial_\nu A_\beta. \quad (28)$$

Далее, вместо (13) можно записать лагранжиан

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\lambda} (\partial_\mu n^a)^2 - \frac{m}{2} \epsilon_{abc} A^\mu \partial^\nu A^\nu + g A_\mu J^\mu$$

(g —нек-рая константа взаимодействия), из к-рого соотношение (28) получается как ур-ние Эйлера—Лагранжа в отношении A_μ , если считать данное поле независимым. В подходящей калибровке (напр., $\partial_i A_i = 0$) интегрирование по вспомогательному (не динамическому) полю A_μ приводит к эфф. действию

$$S = \int d^3x \left\{ (\partial_\mu n^a)^2 - \Theta A_\mu n^\mu \right\}, \quad (29)$$

где $d^3x \equiv d^2x dt$; $\Theta = g^2/2m$ —вещественный параметр, возникающий в (29) как коэф. при топологич. члене, в к-ром легко узнать индекс Холфа (20), переисписанный в виде $Q_H = -\int d^3x A_\mu J^\mu$. Действия вида (29) известны в калибровочных теориях (в частности, в квантовой хромодинамике) под назв. « Θ -действие». Его происхождение связано с локальной *калибровочной инвариантностью* гамилтонианов в таких теориях, вследствие чего собств. ф-ции для заданного значения энергии определяются с точностью до постоянного сдвига фазы. Соответственно гильбертово пространство теорий развивается на секторы, нумеровые непрерывным параметром Θ , и в каждом из них есть своё

вакуумное состояние (« Θ -вакуум») и построенные над ним « Θ -миры». Эти « Θ -миры» се сообщают друг с другом в силу *супербора правил*, однако связь между ними возможна за счёт нистаитонного туннелирования (подробно см. в [1]).

Формально топология член в (29) аналогиче члену Черна (Чжэня) — Саймонса (S. S. Chern, J. Simons, 1971) в *топологических квантовых теориях поля*, и именно его присутствие обеспечивает наличие дробнозначного полного угл. момента (и, соответственно, спина) в моделях такого рода. При нечётном числе измерений пространств-времени d можно задать т. н. действие Черна — Саймонса S_{CS} как интеграл от d -формы по d -мерному пространственно-временному многообразию M_d : $S_{CS} = \int_{M_d} \omega_d$,

так что S_{CS} не зависит от пространственно-временной метрики и является инвариантом в отношении диффеоморфизмов многообразия M_d . В простейшем нетривиальном случае $d=3=2+1$ и 3-форма ω_3 (см. *Дифференциальная форма*) выражается через 1-формы связности $A = A_\mu(x) dx^\mu$ в виде

$$\omega_3 = \text{Tr} \left(A \wedge dA + \frac{2}{3} A^3 \right),$$

что даёт для действия Черна — Саймонса выражение (с подходящими нормировочными коэф.)

$$S_{CS} = -\frac{1}{4\pi} \int_{M_d} d^3x \epsilon^{\mu\nu\lambda} \text{Tr} \left(A_\mu \partial_\nu A_\lambda + \frac{1}{3} A_\mu [A_\nu, A_\lambda] \right). \quad (30)$$

В силу соотношений (27) и (28) ясно, что (30) можно переписать через компоненты \mathfrak{h} -поля в некр-рой фиксированной калибровке и понимать индекс Хопфа в действии (29) как член, описывающий эфф. дальнего действия между фундаментальными \mathfrak{h} -нолями. Используя действие Черна — Саймонса типа (29), удаётся получить описание *аномалий* в калибровочных теориях, в частности в квантовой хромодинамике ([1]). Рассматривая стандартное действие для полей Янга — Миллса с добавленным членом Черна — Саймонса, описывают массивные векторные бозоны — «топологические массивные калибровочные теории» («топологической массой», индуцируемой S_{CS}). Если действие для полевой теории выбирает просто в виде действия Черна — Саймонса типа (30), то такие свободные от метрики ноля, получившие назв. «топологические теории ноля», оказываются точно решаемыми, обладают более широкими группами симметрий и по этой причине активно используются в совр. теориях струн (см. *Струн теория*), *суперструн*, *супергравитации*, в коиформных теориях поля, в теории узлов и т. д. [12].

Времяе к идее экзотических спинов и статистик, где определяющую роль играет наличие в действии (29) члена Черна — Саймонса (30). Будем адиабатически поворачивать T с на угол 2π за период времени T . В результате такого поворота волновая ф-ция приобретает множитель $\exp(iS)$, где S — соответствующее классич. действие. Полный угл. момент T с J определяется соотношением $\exp(iS) = \exp(2\pi i J)$, и для стандартного действия σ -модели [первый член в ф-ле (29), имеющий порядок $1/T \rightarrow 0$ при $T \rightarrow \infty$] получаем $J=0$. Простые выкладки показывают, что для действия (2+1)-мерного T с. в виде (29) полный угл. момент

$$J = N + \frac{\Theta}{2\pi} Q_H,$$

где Q_H — индекс Хопфа, $N \in \mathbb{Z}$ — целочисленное значение стандартного орбитального угл. момента, в то время как второй член свидетельствует о том, что спин T с. принимает дробные значения. Значение Θ определяется, как правило, из феноменологич. соображений, индекс Хопфа принимает только целочисленные значения, поэтому при $\Theta/2\pi = 2N$ спин T с. будет целым, при $\Theta/2\pi = 2N+1$ — полуцелым, во всех др. случаях — дробнозначным.

Лит.: 1) Раджараман Р., Солитоны и инстагоны в квантовой теории ноля, пер. с англ. М., 1985; 2) Шварц А. С., Квантовая теория ноля и топология, М., 1989; 3) Воловик Г. Е., Миельс В. П., Физика и топология, М., 1980; 4) Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны магнитогидродинамические и топологические солитоны, К., 1993; 5) Дюла Р. и др., Солитоны и нелинейные волновые уравнения, пер. с англ. М., 1988; 6) Makhankov V. G., Soliton phenomenology, Dordrecht — [а. о.], 1990; 7) Райдер Л., Квантовая теория поля, пер. с англ. М., 1987; 8) Рыбаков Ю. П., Устойчивость многомерных солитонов в киральных моделях и гравитации, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Классическая теория поля и теория гравитации, т. 2, М., 1991; 9) Маханков В. Г., Рыбаков Ю. П., Санюк В. И., Модель Скирма и сильные взаимодействия, «УФН», 1982, т. 162, № 2, с. 1; 10) Makhankov V. G., Rybakov Y. P., Sanjuk V. I., The Skyrme model. Fundamentals, methods, applications, В.—Л., 1993; 11) Морозов А. Ю., Аномалии в калибровочных теориях, «УФН», 1986, т. 150, в. 3, с. 337; 12) Balachandran P. et al., Classical topology and quantum states, Singapore, 1991. В. И. Саток.

ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД (переход Березинского — Костерлица — Таулесса, переход Костерлица — Таулесса) — *фазовый переход* в некр-рых вырожденных физ. системах между высоко- и низкотемпературной фазами, к-рые характеризуются отсутствием дальнего порядка, но различаются видом пространственной зависимости корреляц. ф-ций; в высокотемпературной фазе эта зависимость имеет вид экспоненциального спадания с расстоянием, а в низкотемпературной — степенного. Это означает, что ниже темп-ры T_f ф. п. система «чувствует» локальное возмущение на больших расстояниях, что проявляется, напр., в расхождении восприимчивости иланарного ферромагнетика, а также в существовании отличной от нуля сверхтекучей илности в сверхтекучей жидкости и поперечной жёсткости в двумерных кристаллах (см. *Двумерные решётчные модели*).

T_f ф. п. вообще характерен для физ. систем низкой пространственной размерности ($d=1$ или 2), для к-рых выполняется *Мёрфины — Валгера теорема* (см. [1]) о разрушении дальнего порядка в таких системах тепловыми флуктуациями при $T \neq 0$ (соответствующий параметр дальнего порядка является при этом двух- или многокомпонентным, $n \geq 2$). Примерами таких систем могут служить некр-рые сис-



Схематичное изображение вихря (а) и антивихря (б) на примере иланарного магнетика (стрелки — векторы спиновых магнитных моментов).

темы, описываемые *спиновым гамильтониалом*, а также системы, обнаруживающие явления *сверхтекучести*, *сверхпроводимости* и т. п.

T_f ф. п. теоретически описан в работах [2, 3]. T_f ф. п. обычно обусловлен топологич. возбуждениями — т. н. вихрями, к-рые в кристаллах с $d=2$ совпадают с винтовыми *дислокациями*. Каждый изображённый на рис. вихрь (или, соответственно, антивихрь) характеризуется *топологическим зарядом* $q = +1$ (соответственно, $q = -1$), к-рый выражается математически в виде $q = \frac{1}{2\pi} \oint \nabla \Phi \cdot d\mathbf{l} = 2\pi k$ (k — целое число) в случае планарного XY-магнетика и сверхтекучей жидкости (интегрирование проводится по замкнутой контуре, окружающему сердцевину топологической особенности). Для этих физ. систем Φ имеет соответственный смысл угла поворота вектора спина $S = S(\cos \Phi, \sin \Phi)$ или потенциала поля сверхтекучей скорости $S = \hbar \nabla \Phi / m$.

Вихри взаимодействуют между собой подобно двумерному кулоновскому газу — по логарифмич. закону. Энергия взаимодействия двух топологич. зарядов q_1 и q_2 , расположенных в точках \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , выражается в виде $-Jq_1 q_2 \ln(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$, где величина J порядка обменной энер-

гин в магнетике или порядка характерных значений упругих модулей в кристалле. При низких темп-рах пары вихрь—антивхрь образуют своего рода «молекулярный» газ; при достижении критич. темп-ры Т. ф. п. часть «молекул» диссоциирует и свободные вихри и антивихри образуют нейтральную (в смысле топологич. заряда) «плазму». На основе этой аналогии в сочетании с ренормирующим подходом Дж. М. Костерли и Д. Д. Таулеса [3] определены темп-ру Т. ф. п. и установлены универсальные критич. поведения коррел. ф-ций. Т. ф. п. в двумерном кристалле, аном к-рого образуют треугольную решётку (см. *Виснеровский кристалл*), имеет характер своеобразного «плавления», при к-ром в низкотемпературной фазе существует позиционная жёсткость, исчезающая при нек-рой темп-ре T_1 ; выше этой темп-ры продолжает существовать ориентационная жёсткость, к-рая также разрушается при темп-ре $T_2 > T_1$.

Эксперим. изучение Т. ф. п. затруднено сложностью приготвления истинно низкоразмерных физ. систем; как правило, различные, достаточно малые взаимодействия придаёт системе квазидвумерный характер и маскирует Т. ф. п. Влияние подобных факторов на Т. ф. п. н. др. физ. свойства $X \times Y$ -подобных систем изучены в работах [4], [5].

Лит.: 1) Mermin N., Wagner N., 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; 1971, т. 61, с. 1144; 3) Костерлицз J. M., Thouless D. J., Ordering metastability and phase transitions in 2-dimensional systems, «J. Phys. C», 1973, v. 6, p. 1181; 4) Покровский В. Л., Уймин Г. В., Магнитные свойства плоских и слоистых систем, «ЖЭТФ», 1973, т. 65, с. 1691; 5) Josep. V. [a.o.], Renormalization, vortices and symmetry-breaking perturbations in the 2-dimensional planar model, «Phys. Rev.», 1976, v. B16, p. 1217.

Г. В. Уймин.

ТОПОЛОГИЯ— в широком смысле область математики, изучающая топологич. свойства разл. матем. и физ. объектов. Интуитивно, к топологич. относятся качественные, устойчивые свойства, не меняющиеся при деформациях.

Матем. формализация идеи о топологич. свойствах обычно основывается на понятии непрерывности. Наиб. универсальным является определение непрерывности, базирующееся на введении Т. (в узком смысле слова), или структуры топологического пространства (коротко — «пространства») в данное множество. Т. на произвольном множестве точек X задана, если указано, какие подмножества в X считаются открытыми (т. е. состоящими только из своих внутр. точек—точек, имеющих окрестности, целиком содержащиеся в данном подмножестве). При этом, по определению, объединение любого числа открытых подмножеств и пересечения конечного их числа должны быть открытым подмножеством, всё множество X и пустое подмножество также считаются открытыми. Дополнение к открытому подмножеству в X наз. замкнутым подмножеством. Обычно для задания Т. в X указывают её базу: совокупность таких открытых подмножеств, из к-рых любое открытое может быть получено операциями объединения и конечного пересечения. Напр., стандартная Т. числовой прямой \mathbb{R} задается базой из интервалов $a < t < b$. Любая часть (подмножество) M топологич. пространства X также наделяется Т.: открытыми в M являются пересечения с M множеств, открытых в X . Напр., в единичном отрезке числовой прямой, $0 \leq t \leq 1$, открытыми будут интервалы $a < t < b$, полуинтервалы $0 \leq t < b$, $a < t \leq 1$ и их любые объединения.

Наиб. важными для приложений классами топологич. пространств являются достаточно общие геом. фигуры—многообразия и комплексы, определения к-рых будут даны ниже, а также функциональные пространства, где точка—это ф-ция (или отображение).

Для топологич. пространств определён ряд след. простейших топологич. понятий, фактически возникающих в элементарной теории ф-ций.

1. Отображение $f: X \rightarrow Y$, $y = f(x)$ топологич. пространств наз. непрерывным, если полный прообраз любого от-

крытого подмножества в Y открыт в X . В частности, непрерывные отображения пространства X в числовую прямую наз. непрерывными ф-циями на X .

2. Два пространства X , Y наз. топологически эквивалентными, если определены два непрерывных взаимно обратных отображения (гомеоморфизма) $f: X \rightarrow Y$ и $g: Y \rightarrow X$, $g(f(x)) \equiv x$, $f(g(y)) \equiv y$. По определению, все топологич. свойства топологически эквивалентных пространств должны совпадать. Числовые (или более сложные, алгебраические) характеристики топологич. свойств, называемые топологическими инвариантами, также должны быть одинаковыми для топологически эквивалентных пространств. Важным (напр., в качественной теории динамических систем) нриером такого топологич. инварианта, определённого для широкого класса пространств, является размерность (разл. варианты её определения см. [5]).

3. Непрерывное отображение $\gamma: I \rightarrow X$ единичного отрезка I в пространство X наз. путём, соединяющим его концы—точки $\gamma(0)$ и $\gamma(1)$. Пространство X наз. (линейно) связным, если любые две его точки можно соединить путём. Если пространство X не является связным, то оно распадается на куски—компоненты связности, каждая из к-рых связна.

4. Прямое произведение $X \times Y$ пространств X , Y определяется как множество пар (x, y) точек из X , Y , причём прямые произведения открытых подмножеств в X , Y образуют базу в $X \times Y$. Напр., прямое произведение $\mathbb{R} \times \mathbb{R}$ числовых прямых—это плоскость; непрерывные ф-ции на $\mathbb{R} \times \mathbb{R}$ —это непрерывные ф-ции двух переменных.

5. Деформация, или гомотопия, отображения $f_0: X \rightarrow Y$ —это непрерывное отображение $F: X \times I \rightarrow Y$, $y = F(x, t)$, прямого произведения пространства X на единичный отрезок $0 \leq t \leq 1$ такое, что $F(x, 0) = f_0(x)$. Отображение $f_1: X \rightarrow Y$, заданное ф-лой $y = f_1(x) = F(x, 1)$, будет результатом деформации отображения f_0 . Отображения f_0 и f_1 наз. гомотопными. Все отображения из X в Y (ноля на X со значениями в Y) распадаются на классы гомотопных отображений. Числовые характеристики таких классов наз. гомотопическими инвариантами отображений или топологическими зарядами.

6. Два пространства X , Y наз. гомотопически эквивалентными, если определены непрерывные отображения $f: X \rightarrow Y$ и $g: Y \rightarrow X$, такие, что отображение $g(f(x))$ гомотопно тождественному отображению $X \rightarrow X$, а отображение $f(g(y))$ —тождественному отображению $Y \rightarrow Y$. Напр., *евклидово пространство* (или выпуклая область в нём) стягиваемо, т. е. гомотопически эквивалентно точке. Многие важные топологич. инварианты (гомологии, гомотопич. группы, см. ниже) одинаковы для гомотопически эквивалентных пространств, т. е. являются гомотопическими инвариантами.

7. Выделен важный подкласс хаусдорфовых пространств, в к-рых любые две точки можно окружить пересекющимися открытыми подмножествами (пехаусдорфовы пространства, как правило, не возникают в приложениях). В частности, хаусдорфовыми являются метрические пространства, в к-рых Т. определяется *метрикой*: неотрицательной ф-цией $\rho(x, y)$, задающей расстояние между любыми двумя точками x, y пространства [требуется, чтобы $\rho(x, y) = 0$ только при $y = x$; $\rho(y, x) = \rho(x, y)$; $\rho(x, z) \leq \rho(x, y) + \rho(y, z)$ —первое утверждение треугольника]. Т. в метрич. пространстве определяется базой из открытых шаров $\rho(x_0, x) < \epsilon$. Класс компактных пространств X определяется след. условием: из любого покрытия пространства X бесконечным числом открытых подмножеств можно выделить конечное число подмножеств, также покрывающих X . Непрерывные ф-ции на компактном связном пространстве обладают многими свойствами ф-ций, непрерывных на отрезке (ограниченность и др.). В евклидовом пространстве компактными будут замкнутые ограниченные подмножества.

Особой наглядностью отличаются топологич. конструкции и задачи, возникающие при изучении кривых и поверхностей в трёхмерном пространстве. Единственным топологич. инвариантом поверхности M^2 (связной и замкнутой, т. е. без края) является её род, обозначаемый обычно через g , равный числу «дыр» на рисунке поверхности (рис. 1). [Мы не рассматриваем пока неориентируемые поверхности (см. ниже), к-рые нельзя расположить в трёхмерном пространстве без самопересечений.] Для сферы $g=0$, для тора $g=1$. Если поверхность представлена в виде многогранника, то её род может быть вычислен через Эйлерову характеристику

$$B - P + \Gamma = 2 - 2g, \quad (1)$$

где B — число вершин, P — число рёбер, а Γ — число граней многогранника. Непрерывным вариантом этой ф-лы является ф-ла Гаусса — Боппе

$$2 - 2g = \frac{1}{2\pi} \iint_M K dS, \quad (2)$$

где K — гауссова кривизна поверхности, dS — элемент площади. Если M^2 задана как риманова поверхность многозначной алгебраич. ф-ции $w = w(z)$, где $f(w, z) \equiv w^n + a_1(z)w^{n-1} + \dots + a_n(z) = 0$, F — многочлен от двух переменных, то её род может быть вычислен по ф-ле Римана — Гурвица, $g = r/2 - n + 1$, где r — суммарная кратность точек ветвления (см. Многозначная функция) ф-ции $w(z)$, в к-рых происходит слияние нек-рых ветвей ф-ции $w(z)$ [если в точке ветвления z_0 после слияния остаются различными k ветвей $w_1(z_0), \dots, w_k(z_0)$, то кратность этой точки ветвления, по определению, равна $n - k$].

Единственный топологич. инвариант h замкнутых неориентируемых поверхностей определяется исходя из следующей их явной конструкции: пупко вырезать в поверхности сферы h отверстий и заклеить каждое из них листом Мёбиуса (важно, что его границей является окружность, рис. 2). При $h=1$ получается проективная плоскость, при $h=2$ — бутылка Клейна (рис. 3). Эйлерова характеристика такой поверхности, определяемая по аналогии с (1), равна $2 - h$. Такие поверхности в трёхмерном пространстве обязательно имеют самопересечения.

Рассмотрим теперь примеры топологич. задач теории кривых. Замкнутая (гладкая) несамопересекающаяся кривая γ на плоскости всегда расположена «топологически одинаково»: она разделяет плоскость на две части — внутреннюю и внешнюю. Первые примеры топологич. величин возникают в теории ф-ций комплексного переменного: если замкнутая кривая γ лежит в области U н-х значений и ф-ция $f(z)$ комплексно-аналитична в U , то величина

$$\oint_{\gamma} f(z) dz$$

не меняется при деформациях γ внутри области U .

Для запеленений — двух несамопересекающихся и непересекающихся друг друга замкнутых кривых в трёхмерном пространстве — определён топологич. инвариант их расположения — коэффициент запеленения $[\gamma_1, \gamma_2]$. Он равен числу витков одной кривой вокруг другой и не меняется при деформациях кривых, в процессе к-рых не происходят пересечений. Для незапеленённых кривых, к-рые указанными деформациями можно растащить по разные стороны нек-рой плоскости, коэф. запеленения равен нулю. Коэф. запеленения замкнутых кривых $r = r_1(t)$, $r = r_2(t')$ вычисляется по ф-ле

$$[\gamma_1, \gamma_2] = \frac{1}{4\pi} \iint_{\gamma_1, \gamma_2} \frac{(dr_1, dr_2, dr_{12})}{|r_{12}|^3}$$

[$r_{12} = r_1(t) - r_2(t')$, в числителе — смешанное произведение]. Однако коэф. запеленения не несёт всей топологич. информации о взаимном расположении двух замкнутых кривых; напр., для запеленённых кривых, изображённых на рис. 4, коэф. запеленения равен нулю.

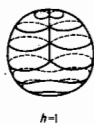
Более сложно строятся топологич. инварианты узлов — несамопересекающиеся замкнутые кривые в трёхмерном пространстве R^3 (или в трёхмерной сфере S^3 , получающейся добавлением к R^3 бесконечно удалённой точки). Два узла топологически эквивалентны, если один из них можно продеформировать в другой, причём в процессе деформации не должно возникать самопересечений. Полным топологич. инвариантом, измеряющим отличие узла от тривиального (рис. 5), является группа узла, совпадающая с фидлам. группой (см. ниже) дополнения к узлу в S^3 . (Для тривиального узла она совпадает с группой



Рис. 1. Поверхность рода $g=2$.



Рис. 2. Лист Мёбиуса.



$h=1$



$h=2$

Рис. 3. Неориентируемые поверхности.

Рис. 4. Пример запеленённых кривых с коэффициентом запеленения, равным нулю.

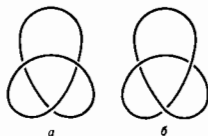


Рис. 5. Тривиальный (а) и нетривиальный (б) узлы.

целых чисел.) Однако ввиду некоммутитивности группы узла (алгоритм её вычисления см. в [2]) этот инвариант непрigoдеен, в частности для эфф. топологич. классификации узлов. Определены также более грубые инварианты узлов и запеленений — многочлены Александра, Дженса и др., возникающие как статистич. суммы в нек-рых моделях двумерной статистич. физики. Узлы и запеленения могут быть получены посредством нек-рых отождествлений в группах кос; это позволяет строить топологич. инварианты узлов и запеленений с помощью теории представлений групп кос, оснoвывающейся на использовании теории R -матриц. Предпринимались попытки использования узлов и запеленений в статистич. механике нек-рых веществ с длинными молекулами.

Многомерные обобщения большинства перечисленных наглядно-топологич. задач приводят к T -многообразиям — важнейшему разделу T -тео. тесно взаимодействующему с совр. матем. физикой. Множеством точек M^n является n -мерным гладким многообразием, если оно представлено в виде объединения нек-рых своих подмножеств U_α , $\alpha = 1, 2, \dots$ — карт, каждое из к-рых отождествлено с областью (открытым подмножеством) в пространстве R^k . Отображения отождествления $\phi_\alpha(x) = (x_1^2, \dots, x_n^2)$ задано в каждом U_α локальные координаты. Требуется, чтобы на пересечении двух карт U_α и U_β координаты (x_1^2, \dots, x_n^2) выражались через координаты (x_1^2, \dots, x_n^2) (и обратно) при помощи гладких (т. е. непрерывно дифференцируемых) достаточное число раз) функций перехoда:

$$x_i^k = x_i^k(x_1^k, \dots, x_n^k), \quad i = 1, \dots, n, \quad (3)$$

$$x_k^i = x_k^i(x_1^k, \dots, x_n^k), \quad k = 1, \dots, n.$$

Т. в многообразии определяется так: подмножество в M^n открыто, если открыто его пересечение с каждой картой. Дополнительно в определении многообразия требуется, чтобы пересечение любых двух карт было открыто, а также чтобы M^n было хаусдорфовым топологич. пространством. Многообразие наз. замкнутым, если оно компактно и связно. Все понятия дифференц. исчисления ф-ций многих переменных и локальной дифференц. геометрии (гладкие ф-ции и отображения, векторные и тензорные поля, дифференц. формы, римановы метрики и др.) несложно переносятся на многообразия. Многообразия M^n и N^n наз. диффеоморфными, если определены взаимнообратные гладкие отображения $f: M^n \rightarrow N^n$ и $g: N^n \rightarrow M^n$. Многообразие M^n — ориентированное, если локальные координаты согласованы так, что на пересечении двух карт $\det(\partial x_j^i / \partial x_k^i) > 0$. Если такой согласованный выбор карт на M^n невозможен (напр. на проективной плоскости), то многообразие наз. неориентируемым. Определён интеграл

$$\int_{M^n} \omega$$

дифференц. n -формы ω (см. *Дифференциальная форма*) по n -мерному замкнутому ориентируемому многообразию M^n . Многообразие с краем Ω^n выделяется в n -мерном замкнутом многообразии неравенством $f(x) \leq 0$, где $f(x)$ — гладкая ф-ция, причём на крае $\partial\Omega^n$, где $f(x) = 0$, должно выполняться условие $\text{grad} f(x) \neq 0$. Край $\partial\Omega^n$ ориентированного многообразия сам является $(n-1)$ -мерным ориентируемым многообразием (возможно, несвязным), и для любой дифференциальной $(n-1)$ -формы ω справедлива общая ф-ла Стокса

$$\int_{\partial\Omega^n} \omega = \int_{\Omega^n} d\omega, \quad (4)$$

где $d\omega$ — дифференциал формы ω (см. *Стокса теорема*).

Примерами многообразий служат поверхности в многомерных евклидовых пространствах, локально заданные несобственными системами гладких ур-ний. Хотя, в принципе, любое (с нек-рыми топологич. ограничениями, напр., компактное) многообразие может быть задано как поверхность в каком-то многомерном пространстве, ряд многообразий не задаётся в виде поверхности. Напр., n -мерное проективное пространство RP^n определяется как совокупность ненулевых векторов $(u^0 : u^1 : \dots : u^n)$, рассматриваемых с точностью до пропорциональности. Карты U_0, \dots, U_n определяются из условия $u^i \neq 0$ в карте U_i . Локальные координаты $(x_1^i, x_2^i, \dots, x_n^i)$ в карте U_i имеют вид $x_j^i = u^j / u^i$ при $i \leq n$, $x_n^i = u^i / u^i$ при $i > n$. Ф-ция на RP^n — это однородные ф-ция $(n+1)$ переменных, $f(u^0, u^1, \dots, u^n) = \text{одн.}(u^0, u^1, \dots, u^n)$, $c \neq 0$. Ещё один класс примеров — n -мерный тор T^n , получающийся факторизацией $x \sim x+k_1e_1 + \dots + k_n e_n$ пространства \mathbb{R}^n по целочисленной решётке, порождённой произвольными репером e_1, \dots, e_n . Ф-ция на T^n — это n -кратно периодические ф-ция n переменных: $f(x+e_i) = f(x)$, $i = 1, \dots, n$. Др. примеры см. в [1], [2], [7]. В приложениях часто возникает также многообразие, являющееся группами Ли и однородными пространствами. Если в определении многообразия $n = 2m$ и ф-ция перехода (3), определённые в области комплексного пространства \mathbb{C}^m , комплексно аналитичны, то M^{2m} наз. комплексным многообразием комплексной размерности m . Примерами комплексно-одномерных многообразий являются комплексная плоскость \mathbb{C} , сфера Римана \mathbb{C}_P , получающаяся из \mathbb{C} добавлением бесконечно удалённой точки, а также римановы поверхности многозначных *аналитических функций*. Определены также комплексные проективные пространства CP^n , определяемые по аналогии с RP^n , но все координаты векторов комплексные. Комплексные алгебраические многообразия в CP^n локально задаются системами однородных алгебраич. ур-ний от координат (u^0, u^1, \dots, u^n) . Напр., в разл. задачах матем.

физики (см. [1], [3]) являются поверхностями типа К3; представители этого класса поверхностей задаются в CP^3 однородными ур-ниями 4-й степени. В интегрируемых системах теории солитонов возникает абелевы многообразия $n = 2$ -мерные торы, получающиеся факторизацией пространства $\mathbb{C}^n = \mathbb{R}^{2n}$ по целочисленной решётке, порождённой векторами $e_1, \dots, e_m, \tau e_1, \dots, \tau e_m$, где e_1, \dots, e_m — базис в \mathbb{C}^m , а τ — линейный оператор в пространстве \mathbb{C}^m , задаваемый в базисе e_1, \dots, e_m симметрич. матрицей τ положительно определённой мнимой частью.

Одной из важнейших задач Т. многообразий является задача классификации многообразий данной размерности n (напр., замкнутых) с точностью до диффеоморфности. При этом многие (хотя и не все) — см. [3] инварианты гладких многообразий оказываются топологич. и даже гомотопич. инвариантами. При $n=1$ любое замкнутое многообразие есть окружность. При $n=2$ любое замкнутое ориентируемое многообразие есть поверхность иск-рого рода $g \geq 0$, а любое неориентируемое — сфера с $h \geq 1$ плёнками Мёбиуса. При $n \geq 3$ задача классификации не решена. Ряд топологич. инвариантов замкнутых ориентированных многообразий можно получить, интегрируя подходящие комбинации, компонент *кривизны тензора* R_{ijkl} произвольной римановой метрики [обобщение ф-лы (2) для эйлеровой характеристики]. Так, напр., эйлерова характеристика 4-мерного многообразия вычисляется по ф-ле

$$\chi(M^4) = \frac{1}{32\pi^2} \int_{M^4} \epsilon^{ijkl} \epsilon^{abcd} R_{ijab} R_{cdcd} d^4x,$$

где ϵ^{ijkl} — антисимметричный тензор 4-го ранга с $\epsilon^{1234} = 1$, $d^4x = dx^1 \wedge dx^2 \wedge dx^3 \wedge dx^4$, а l -й класс Понтрягина — по ф-ле

$$p_l(M^4) = -\frac{1}{8\pi^2} \int_{M^4} \epsilon^{ijkl} R_{ijl}^p R_{pki}^q d^4x.$$

Для построения более сложных инвариантов 3-мерных и 4-мерных многообразий привлекают идеи и методы квантовой теории поля [4], [6].

Важна также задача гомотопич. классификации отображений многообразий (все отображения и гомотопии можно считать гладкими). Напр., задача отыскания топологич. характеристик (или *топологических зарядов*) n -компонентных полей $f(x) = (f^1(x), \dots, f^n(x))$, определённых на \mathbb{R}^4 с заданной асимптотикой на бесконечности типа $f(x) \rightarrow 0$ при $|x| \rightarrow \infty$, совпадает с задачей топологической классификации отображений сферы $S^4 \rightarrow S^4$. Полностью решается задача классификации отображений произвольного n -мерного замкнутого ориентируемого многообразия M^n в n -мерную сферу S^n . Единственным инвариантом (или топологич. зарядом) отображения $f: M^n \rightarrow S^n$ является $(y^0(x), y^1(x), \dots, y^n(x))$, $(y^0)^2 + \dots + (y^n)^2 = 1$, полностью определяющим его гомотопич. класс, является стеньев отображения — целое число $\text{deg} f$, вычисляемое по ф-ле

$$\text{deg} f = \sigma_n \int_{M^n} \epsilon_{i_1, \dots, i_n} y^0 \frac{\partial y^1}{\partial x^1} \dots \frac{\partial y^n}{\partial x^n} d^n x, \quad (5)$$

где σ_n — объём единичной n -мерной сферы. Укажем также и вариант Хопфа — целое число, полностью определяющее гомотопич. класс отображений сферы $f: S^3 \rightarrow S^2$:

$$H(f) = \int_{S^3} \omega \wedge d\omega, \quad (6)$$

где 1-форма ω на S^3 такова, что $d\omega = f^*(dS)$, dS — форма площади на S^2 . (Интегрирование ф-лы для топологич. зарядов отображений разл. многообразий и нек-рые их др. приложения см. в [8].)

Идеи и методы Т. многообразий в ряде случаев удаётся применить к изучению функциональных пространств, рассматривая их как бесконечномерные многообразия. Важнейшими примерами являются пространство путей с фиксированными концами, расположенных на данном многообразии M^n , а также пространство петель (замкнутых кривых) на M^n . Т. пространства путей и пространства петель на многообразии M^n оказывается тесно связанной с Т. многообразия M^n . Это обстоятельство исключительно важно для решения задач вариационного исчисления в целом (см. ниже).

Ещё один важный класс топологич. пространств — комплексы, к-рые возникают как обобщения многогранников. Т. комплексов является тем самым комбинаторной версией Т. многообразий (хотя и находится с ней в тесных взаимоотношениях). Подобно тому как многообразия склеиваются из областей евклидова пространства, симплицеальные комплексы склеиваются из симплексов — отрезков, треугольников и их многомерных обобщений. n -мерный симплекс определяется как выпуклая оболочка $n+1$ точек x_0, x_1, \dots, x_n в n -мерном пространстве, не лежащих в одной n -мерной плоскости, т. е. совокупность точек вида

$$x = \sum_{i=0}^n t_i x_i, \quad t_i \geq 0, \quad \sum_{i=0}^n t_i = 1.$$

Грани такого симплекса получают приравниванием нулю части координат t_0, t_1, \dots, t_n . Симплициальный комплексом K наз. совокупность симплексов, удовлетворяющая след. двум требованиям: 1) вместе с каждым симплексом в комплексе содержится все его грани; 2) любые два симплекса или не имеют общих точек, или пересекаются по целой грани. Напр., одномерный комплекс — это граф. Комплекс K является топологич. пространством: открытыми являются те подмножества точек в K , пересечение к-рых с каждым симплексом открыто. Подразделением комплекса K наз. новый комплекс, получающийся из K разбиением каждой его грани на более мелкие части, превращающие саму эту грань в симплициальный комплекс. Числовые или алгебраич. характеристики топологич. свойств комплексов по определению должны совпадать для исходного и подразделённого комплексов, т. е. являться комбинаторными инвариантами. Большинство (но не все — см. [3]) комбинаторных инвариантов комплексов, напр. эйлерова характеристика

$$\chi(K) = \sum_k (-1)^k c_k,$$

где c_k — число k -мерных симплексов комплекса K , являются топологическими и даже гомотопическими инвариантами.

Кубические комплексы определяются аналогично симплициальным, но вместо симплексов берутся кубы всех размерностей. Особый интерес такие комплексы вызывают потому, что евклидовы пространства допускают правильное разбиение на кубы (решётка). Связанные с кубич. комплексами топологич. задачи возникают поэтому при изучении моделей статистич. физики [9]. При вычислении нек-рых гомотопич. инвариантов пространств (напр., гомологий и гомотопических групп — см. ниже) используются также клеточные комплексы [3].

При изучении топологич. свойств методами алгебраической Т. каждому (достаточно хорошему) пространству сопоставляется алгебраич. характеристика — линейное пространство, группа, кольцо и пр., причём это сопоставление (функтор) должно обладать свойством естественности или ковариантности: отображениям топологич. пространств сопоставляются алгебраич. отображения (гомоморфизмы — см. *Группа*) их алгебраич. характеристик. Простейшим примером является фундаментальная группа пространства. Элементами фундаментальной группы $\pi_1(X, x_0)$ пространства X с отмеченной точкой x_0 являются гомотопические классы петлей — замкнутых путей с началом и концом в точке x_0 (в процессе гомотопии начало и конец пути должны оставаться

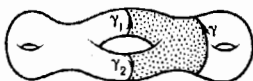
в точке x_0). Произведение путей определяется как их последовательное прохождение, а единичный элемент — постоянное отображение в точку x_0 . Эта группа, вообще говоря, некоммутативна. При изменении отмеченной точки x_0 в связном пространстве X группа $\pi_1(X, x_0)$ заменяется на изоморфную. Непрерывное отображение $f: X \rightarrow Y$ пространств X, Y с отмеченными точками x_0, y_0 ($f(x_0) = y_0$) индуцирует гомоморфизм фундам. групп $f: \pi_1(X, x_0) \rightarrow \pi_1(Y, y_0)$ (ковариантность), не меняющийся при гомотопиях отображения f . Отсюда уже вытекает, что фундам. группа является гомотопическим инвариантом связного пространства. Поэтому для стягиваемого пространства — прямой, плоскости, евклидова пространства, дерева (графа без циклов) и др. — фундам. группа тривиальна, т. е. состоит только из единичного элемента. Пространства с тривиальной фундам. группой наз. одно связными. Односвязной является также сфера, евклидово пространство с набором выколотых точек и др. Простейший пример односвязного пространства — окружность S^1 (ей гомотопически эквивалентна плоскость с выколотой точкой): $\pi_1(S^1) = \mathbb{Z}$ (группа целых чисел). [Если задать петлю на S^1 функцией $f(t)$, удовлетворяющей условию $f(t+1) = f(t) + 2\pi k$, то целое число k и будет единственным топологич. зарядом этой петли.] Примерами пространств с неабелевой фундам. группой являются плоскость с $n \geq 2$ выколотыми точками, а также поверхности рода $g \geq 2$. Для проективных пространств группа $\pi_1(\mathbb{R}P^n)$ состоит из двух элементов $+1, -1$. [Если задать петлю на $\mathbb{R}P^n$ не обращающейся в нуль вектор-функцией ($u^0(t), u^1(t), \dots, u^n(t)$), причём $u^i(t+1) = \lambda u^i(t)$, $i=0, 1, \dots, n$, то соответствующий элемент ± 1 фундам. группы совпадает со знаком λ .]

Аналогично определяются высшие гомотопич. группы $\pi_k(X, x_0)$. Их элементами являются гомотопич. классы отображений k -мерной сферы (с отмеченной точкой) в X . Эти группы при $k \geq 2$ абелевы. Особенно важны гомотопич. группы сфер $\pi_k(S^n)$, нетривиальные при $k \geq n$. Известно, напр., что $\pi_n(S^n) = \mathbb{Z}$ [топологич. заряд — степень отображения (5)], $\pi_3(S^2) = \mathbb{Z}$ [топологич. заряд — инвариант Хопфа (6)]. До настоящего времени при всех k, n группы $\pi_k(S^n)$ не вычислены. (Таблицу известных гомотопич. групп сфер см. в [2].)

Более простыми топологическими (и гомотопическими) характеристиками являются гомологии и когомологии пространств. Проще всего определить когомологии многообразий. Элементами k -й группы (и даже линейного пространства) когомологий $H^k(M; \mathbb{R})$ являются классы эквивалентности замкнутых дифференц. k -форм, $\omega = \sum_{i_1 < \dots < i_k} \omega_{i_1 \dots i_k}(x) dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_k}$, $d\omega = 0$, на многообразии M , рассматриваемых с точностью до точных форм: $\omega \sim \omega'$, если $\omega - \omega' = d\sigma$, где σ — $(k-1)$ -форма. Размерность пространства $H^k(M; \mathbb{R})$ наз. k -м числом Бетти $b_k = b_k(M)$. Известно, что b_0 равно числу связных компонент M , сумма $b_0 - b_1 + b_2 - \dots$ равна эйлеровой характеристике M . Если многообразии M^n n -мерно, то $b_k(M^n) = 0$ при $k > n$; для замкнутых ориентируемых многообразий имеет место двойственность Пуанкаре: $b_k(M^n) = b_{n-k}(M^n)$. Напр., для n -мерной сферы $b_0 = b_n = 1$, остальные числа Бетти нулевые. Для стягиваемых M в силу гомотопич. инвариантности когомологии тривиальны: $b_k = 0$ при $k > 0$. Тем самым, в частности, из замкнутости $d\omega = 0$ формы ω вытекает существование локальной формы σ , такой, что $\omega = d\sigma$ (утверждение, обобщающее условия потенциальности или соленоидальности векторных полей).

Элементами k -мерной группы гомологий $H_k(M; \mathbb{Z})$ пространства M , говоря наглядно, являются k -мерные циклы (или, иначе, ориентированные замкнутые k -мерные плёнки) в M и их формальные линейные комбинации с целыми коэффициентами. При этом два цикла считаются эквивалентными (гомологичными), если они служат границей $(k+1)$ -мерной плёнки (рис. 6, для $k=1$). Для строгого определения групп гомологий приходится заменять пространство M на гомотопически эквивалентный ему комплекс [3]. Примеры: для поверхностей M^2 рода g имеем: $H_0(M^2; \mathbb{Z}) = H_2(M^2; \mathbb{Z}) = \mathbb{Z}$, $H_1(M^2; \mathbb{Z}) = \mathbb{Z} \oplus \dots \oplus \mathbb{Z}$ ($2g$ сла-

Рис. 6. Гомологичные циклы γ и $\gamma' = \gamma_1 - \gamma_2$ (двумерная плёнка между ними заштрихована).



гасмы); для проективной плоскости $H_0(\mathbb{R}P^2; \mathbb{Z}) = \mathbb{Z}$, $H_1(\mathbb{R}P^2; \mathbb{Z}) = \mathbb{Z}_2$ (группа из двух элементов), $H_2(\mathbb{R}P^2; \mathbb{Z}) = 0$. Если в определении гомологий брать линейные комбинации циклов с любыми вещественными коэф., то получаются группы (линейные пространства) $H_k(M; \mathbb{R})$ (в качестве коэф. иногда полезно также брать элементы из любой абелевой группы). Ф-ла $(\gamma, \omega) = \int_{\gamma} \omega$, где ω — замкнутая

k -форма, а γ — k -мерный цикл, определяет [в силу ф-лы Стокса (4)] невырожденное скалярное произведение между пространствами $H_k(M; \mathbb{R})$ и $H^k(M; \mathbb{R})$. Поэтому эти пространства гомологий и когомологий имеют одинаковую размерность [равную числу Бетти $b_k(M)$].

Более сложные гомотопич. характеристики пространств, возникающие в алгебрах Т., — экстраординарные гомологии (напр., бордизмы, K -теория и др. [3]).

Важной сферой применения теории гомологий является вариационное исчисление в целом (этот раздел Т. называют теорией Морса). Удаётся выводить существование решений вариационных задач на многообразии из информации о его гомологиях. Обобщение теории Морса на многозначные функционалы найдено в [10] (см. также [3]).

Т. расслоений играет важную вспомогат. роль во многих топологиях. вычислениях: её задачи имеют также и самостоятельную (в т. ч. прикладную) ценность. Интуитивно, *расслоение* с базой B и слоем F есть семейство одинаковых слоёв F_x , непрерывно зависящих от точки x базы B (F, B — некие пространства, напр. многообразия); объединение E всех слоёв F_x наз. пространством расслоения, а отображение $p: E \rightarrow B$, переводящее каждую точку слоя F_x в x , — проекцией расслоения и т. п. Простейшим примером служит прямое произведение $E = F \times B$, где F_x состоит из пар вида (f, x) , f — точка из F . Более сложный пример — лист Мёбиуса (расслоение с базой окружность и слоем отрезок). Если слой F является дискретным множеством, то расслоение наз. накрытием. Напр., отображение $z = e^{2\pi i t}$ задаёт накрытие прямой над окружностью $|z|=1$, слоем является совокупность целых чисел. Накрытия — осн. инструмент при вычислении фундам. групп. Более сложные расслоения используются для вычисления гомотопич. групп. Для вычисления гомологий и когомологий расслоений используется техника спектральных последовательностей [3], [11].

Осн. задачей Т. расслоений является задача классификации расслоений. По определению, гомоморфизм $f: E_1 \rightarrow E_2$ задаёт эквивалентность двух расслоений $p_1: E_1 \rightarrow B$ и $p_2: E_2 \rightarrow B$, если он сохраняет слои, т. е. $p_2(f(y)) \equiv p_1(y)$ для всех y из E_1 . Расслоение, эквивалентное прямому произведению, наз. тривиальным. Расслоения над евклидовым пространством (без ограничений на поведение в бесконечности) тривиальны; G -расслоения над n -мерной сферой S^n классифицируются элементами гомотопич. группы $\pi_{n-1}(G)$. Топологич. характеристики расслоений наз. характеристическими классами. Для расслоений со структурной группой G (где G — группа Ли) характеристик. классы могут быть выражены через кривизну расслоения, определяя тем самым топологич. заряды *связностей* в расслоении (или, эквивалентно, *калибровочных полей*). Напр., единств. топологич. инвариантом, задающим $U(1)$ -расслоение над двумерной сферой S^2 , является первый класс Черна (Чжэня)

$$c_1 = \frac{1}{2\pi} \int_{S^2} F,$$

где $F = F_{12} dx^1 \wedge dx^2$ — форма кривизны расслоения; $F_{12} = \partial_1 A_2 - \partial_2 A_1$, а для $SU(2)$ -расслоений над 4-мерной сферой S^4 — второй класс Чжэня

$$c_2 = \frac{1}{8\pi^2} \int_{S^4} \text{Tr}(F \wedge F),$$

где

$$F = \sum_{a < b} F_{ab} dx^a \wedge dx^b, F_{ab} = \partial_a A_b - \partial_b A_a + i[A_a, A_b]$$

— матричная форма кривизны расслоения (интегралы нормированы условием периодичности величин c_1 и c_2).

Осн. топологич. характеристикой эллиптич. оператора является его индекс кс. (Это понятие возникло при исследовании краевых задач теории упругости.) Индексом линейного оператора $A: H_1 \rightarrow H_2$ [где H_1, H_2 — *гильбертовы пространства*, оператор A должен быть нетеровым, т. е. должен иметь конечномерное ядро — совокупность решений ур-ния $A\psi = 0$, и кодра — совокупность решений сопряжённого ур-ния $A^*\psi^* = 0$ (здесь $A^*: H_2 \rightarrow H_1$ — сопряжённый оператор)] называется разность размерностей ядра и кодра. Индекс является гомотопич. инвариантом оператора, не меняясь при деформации A в классе нетеровых операторов. Для эллиптич. оператора на многообразии (условие нетеровости выполнено) теорема об индексе позволяет вычислить индекс оператора через топологич. характеристики многообразия [4]. Это позволяет, в частности, в ряде случаев вычислять размерность пространства решений ур-ния вида $A\psi = 0$ (т. е. число нулевых мод оператора A).

Топологич. методы оказываются также весьма полезными в ряде задач качественной теории динамич. систем и слоений: в задачах топологич. классификации таких систем, описания их инвариантных и предельных множеств и др.

Лит.: 1) Фукс Д. Б., Классические многообразия, в кн.: Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Фундаментальные направления, т. 12, М., 1985, с. 253; 2) Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия. Методы и приложения, 2 изд., М., 1986; 3) их же, Современная геометрия. Методы теории гомологий, М., 1984; 4) Шварц А. С., Квантовая теория поля и топология, М., 1989; 5) Лурье В. В., Волман Г., Теория размерности, пер. с англ., М., 1948; 6) Witten E., Some geometrical applications of quantum field theory, in: IX International Congress on Mathematical Physics, Bristol — N. Y., 1989, p. 77; 7) Бессе А., Многообразия Эйнштейна, пер. с англ., т. 1—2, М., 1990; 8) Новиков С. П., Аналитический обобщенный инвариант Хопфа. Многозначные функционалы, «Успехи матем. наук», 1984, т. 39, № 5, с. 97; 9) Долбилин Н. П., Штанько М. А., Штогрин М. И., Комбинаторные вопросы двумерной модели Изинга, «Труды МИАН», 1991, т. 196, с. 51; 10) Новиков С. П., Иамилтонов формализм и многозначный аналог теории Морса, «Успехи матем. наук», 1982, т. 37, № 5, с. 3; 11) Фоменко А. Т., Фукс Д. Б., Курс гомотопической топологии, М., 1989.

Б. А. Дубровин.

ТОПОЛОГИЯ ВСЕЛЕННОЙ — топология. свойства пространственно-временного многообразия, к-рым описывается Вселенная согласно общей теории относительности и в к-рос вложены негравитаци. физ. поля и частицы. Эти свойства не изменяются при любых непрерывных преобразованиях пространства-времени (см. *Топология*). К наиб. общим свойствам Т. В. относятся её размерность и связность. Наблюдаемая размерность Вселенной равна 4 (одна временная и три пространственные координаты), а наблюдаемая связность тривиальна, т. е. видимая часть Вселенной является односвязным пространственно-временным многообразием, в ней нет «дыр» (существование *чёрных дыр*, возникших в результате коллапса звёзд, а также первичных чёрных дыр не ведёт к возникновению неодносвязности в 4-мерном смысле). Это не исключает возможности того, что в очень малых масштабах [порядка планковской длины $l_{Pl} = (Ghc^{-3})^{1/2} \approx 10^{-33}$ см] Вселенная может иметь большую размерность (как это предполагается в теориях типа Калуцы — Клейна или в *суперструн* теори-

ях; см. Калдуци — Клейна теория) или более сложную связь (т. н. пространственно-временная пена в квантовой гравитации). Вселенная также может быть многовязной в масштабах порядка совр. космологич. горизонта $L_h = 12\,000 (50/H_0) \text{ Мпк}$ [при законе расширения Вселенной в настоящее время $R(t) \propto t^{2/3}$, где $R(t)$ — масштабный фактор, а H_0 — Хаббла постоянная в $\text{км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$] и более; в меньших масштабах большинство возможных нетривиальных топологий исключается наблюдательными данными, в частности структурой угл. флуктуаций темпы микроволнового фонового излучения (И. Ю. Соколов, 1993; А. А. Старобинский, 1993; Дж. Силк, 1993). Наконец, мыслимо также существование других вселенных, полностью отъединённых от нашей с точки зрения классич. гравитации, но связанных в одно целое квантово-гравитац. эффектами. Однако пока не найдено возможности проверить эту гипотезу на опыте. Топология, свойствами нашей Вселенной является также её ориентируемость (приводящая к важным ограничениям на возможные симметрии взаимодействия элементарных частиц) и отсутствие замкнутых времениподобных мировых линий («машин времени»).

Говоря о Т. В., следует отличать 4-мерную топологию пространственно-временного многообразия, к-рым она описывается, от её пространственной топологии, т. е. топологии 3-мерной гиперповерхности пост. времени во Вселенной. В качестве последней обычно выбирают гиперповерхность пост. плотности вещества ρ (или плотности энергии материи), поскольку в однородных космологич. моделях ρ является однозначной ф-цией времени t в синхронной системе отсчёта. Пространственная Т. В. может быть нетривиальной (т. е. не R^3) даже при тривиальной (R^4) 4-мерной топологии, если выбранная гиперповерхность не является гиперповерхностью Коши, т. е. не пересекает всего пространства-времени. Такое поведение гиперповерхности $\rho = \text{const}$ не является исключительным и естественно возникает, напр., в теории раздувающейся Вселенной в послесинфляц. период.

В однородной и изотропной Вселенной, описываемой Фридмана — Робертсона — Уокера метрикой, Т. В. однозначно связана со знаком следа пространственной кривизны тензора R и с соотношением между полной плотностью вещества и критич. плотностью $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G = 4,7 \cdot 10^{-30} (H_0/50)^2 \text{ г/см}^3$, где G — ньютоновская гравитационная постоянная, а именно: если $\rho > \rho_c$, то $R > 0$, Вселенная пространственно замкнута (имеет пространственную топологию 3-мерной сферы) и коллапсирует как целое в будущем (при отсутствии положит. космологич. постоянной), в обратном случае, $\rho \leq \rho_c$, Вселенная имеет тривиальную пространственную топологию R^3 , бесконечный объём сечения $i = \text{const}$ и будет бесконечно расширяться в будущем (см. Космология). В прошлом это вызывало неоднократную философскую критику пространственно замкнутой Вселенной. В настоящее время ясно, что такая связь между локальными характеристиками Вселенной и её глобальной топологией возникла только в результате необоснованного предположения об абс. однородности и изотропии Вселенной. В слабо неоднородной и анизотропной Вселенной однозначной связи между величиной ρ/ρ_c , к-рая определяет локальный знак R , и Т. В. нет. Напр., теория раздувающейся Вселенной предсказывает, что в масштабах, много больших совр. космологич. горизонта L_h , гиперповерхность $\rho = \text{const}$ может иметь нетривиальную топологию, хотя всюду локально $\rho \approx \rho_c$. Этот эффект, однако, обязательно связан с возникновением большой неоднородности в таких же (и даже меньших) масштабах. Обратнo, из наблюдаемого факта приближённой однородности и изотропии Вселенной в масштабе порядка L_h следует, что пространственная Т. В. должна быть тривиальной в том же масштабе. В этом смысле теория раздувающейся Вселенной объясняет наблюдательный факт отсутствия нетривиальной пространственной Т. В.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Стрелнин и эволюция Вселенной, М., 1975; Хокинг С., Эллис Дж., Крутиномас-

табная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977; Лиане А. Д., Физика элементарных частиц и инфляционная космология, М., 1990.

А. А. Старобинский.

ТОРИЙ (лат. Thorium, Th,— радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 90, ат. масса 232,0381, относится к актиноидам. В природе представлен в основном α -радиоактивным ^{232}Th ($T_{1/2} = 1,405 \cdot 10^{10}$ лет). Электронная конфигурация внш. оболочек $5s^2 p^6 d^{10} 6s^2 p^6 7s^2$, т. е. формально Т. не относится к f -элементам (к x -рым принадлежит актиноиды). Энергии последоват. ионизаций соотв. равны 7,5; 11,5; 20,0; 29,5 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,180 нм, радиус иона Th^{2+} 0,108 нм, Th^{4+} 0,095 нм. Значение электроотрицательности 1,15—1,20. Работа выхода электронов 3,3 эВ.

В свободном виде Т.— серебристо-белый пластичный металл. Существует в двух модификациях: α -Th (границир. кубич. решётка с параметром $a = 508,6$ пм) и β -Th (объёмноцентрир. кубич. решётка с параметром $a = 411$ пм); темп-ра перехода α -Th \rightarrow β -Th ок. 1365 °С, ул. теплота 12,1 кДж/кг. Плотность α -Th 11,72 г/см^3 , $t_{\text{пл}} = 1750$ °С, $t_{\text{кип}} = 3800$ —4200 °С (по разным данным), уд. теплоёмкость $c_p = 27,35$ Дж/(моль · К), теплота сублимации 594,1 кДж/моль, темп-ра Дебая 180 К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = 1,4$ К. Уд. электрич. сопротивление 0,191 мОм · м (при 0 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления $3,3 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ (при 0—20 °С). Теплопроводность 35,6 Вт/(м · К) (при 300 К), температурный коэф. линейного расширения α -Th $11,3 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ (при 20—100 °С). Магн. восприимчивость по разл. данным $(0,41$ — $1,92) \cdot 10^{-9}$ (при 20 °С). Твёрдость по Виккерсу обработанного Т. от 320—420 МПа до 680—1100 МПа. Модуль нормальной упругости 70,3 ГПа (при 30 °С) и 60,0 ГПа (при 300 °С), модуль сдвига 27,7—32,5 ГПа.

Степень окисления +4 (реже +2 и +3). По хим. свойствам Т. похож на цирконий и гафний. Порошкообразный Th пирофорен. На поверхности компактного Т. образуется плотная химически устойчивая оксидная плёнка.

Под действием нейтронного облучения ^{232}Th превращается в делящийся ^{233}U , поэтому Т. можно использовать в ядерной пром-сти. Металлич. Т. применяют как легирующую добавку к разл. сплавам, как геттер в эл.-вакуумных приборах. ThO_2 — огнеупорный материал. В качестве радиоактивной метки используют член радиоактивного ряда урана-238 ^{234}Th (UX_1) (β -излучатель, $T_{1/2} = 24,1$ сут).

С. С. Бердоснов.

ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ ВЕЩЕСТВА — энергия, теряемая заряд. частицей в слое данного вещества единичной толщины. Энергия теряется за счёт возбуждения и ионизации атомов вещества (см. Ионизационные потери) и тормозного излучения (см. Радиационные потери).

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — эл.-магн. излучение, испускаемое заряд. частицей при её рассеянии (торможении) в электрич. поле. Иногда к Т. и относят также излучение релятивистских заряд. частиц, движущихся в макроскопич. магн. полях (в ускорителях, в космич. пространстве), и называют его магнитотормозным.

Согласно классич. электродинамике, к-рая с хорошим приближением описывает осн. закономерности Т. и, его интенсивность пропорциональна квадрату ускорения заряд. частицы (см. Излучение). Т. к. ускорение обратно пропорционально массе Т. частицы, то в одном и том же поле Т. и электрона будет, напр., в миллионы раз мощнее излучения протона. Поэтому чаще всего наблюдается и практически используется Т. и., возникающее при рассеянии электронов на эл.-статич. поле атомных ядер и электронов; такова, в частности, природа тормозного рентгеновского излучения и гамма-излучения, испускаемых быстрыми электронами при прохождении их через вещество.

Интенсивность Т. и. электрона пропорциональна также квадрату ат. номера Z ядра, в поле к-рого он тормозится, т. к. по закону Кулона сила взаимодействия электрона с ядром (и, следовательно, ускорение электрона) пропор-

диональна заряду ядра Ze (e — элементарный электрич. заряд).

Спектр T и непрерывен и ограничен максимально возможной энергией фотонов T и, равной нач. энергии электрона. При движении в веществе электрон с энергией выше нек-рой критич. энергии \mathcal{E}_0 теряет энергию на T и, при меньших энергиях преобладают потери на возбуждение и ионизацию атомов. Значение \mathcal{E}_0 , напр., для свинца ~ 10 МэВ, для воздуха ~ 200 МэВ.

Наиб. точное описание T и даёт квантовая электродинамика. При не очень высоких энергиях электрона хорошее согласие теории с экспериментом достигается при рассмотрении рассеяния электронов только в кулоновском поле ядра. Согласно квантовой электродинамике, в поле ядра существует определ. вероятность квантового перехода электрона в состояние с меньшей энергией с испусканием, как правило, одного фотона (вероятность излучения большого числа фотонов очень мала). Поскольку энергия фотона \mathcal{E}_γ равна разности начальной и конечной энергий электрона, спектр T и (рис. 1) имеет резкую границу при энергии фотона, равной нач. кинетич. энергии электрона

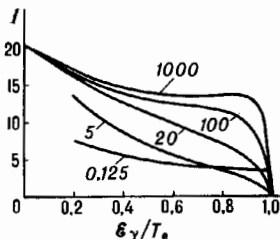


Рис. 1. Теоретические кривые энергии фотонов \mathcal{E}_γ тормозного излучения электронов в свинце (4 верхние кривые) и в алюминии (нижняя кривая) с учётом экранирования; цифры на кривых — значение T_e в единицах энергии покоя электрона $m_e c^2 \approx 0,511$ МэВ. Интенсивность I дана в относительных единицах.

T_e . T к. вероятность (интенсивность) излучения в элементарном акте рассеяния пропорциональна Z^2 , то для увеличения выхода фотонов T и в электронных пучках используются мишени из веществ с большими Z (свинец, платина и т. п.).

Угл. распределение T и. существенно зависит от T_e : в нерелятивистских случаях ($T_e < m_e c^2$, где m_e — масса электрона) оно подобно угл. распределению излучения электрич. диполя, перпендикулярного к плоскости траекторий электрона. При ультрарелятивистских энергиях ($T_e \gg m_e c^2$) T и. направлено вперёд по движению электрона и концентрируется в пределах конуса с угл. разством $\mathcal{E} \approx m_e c^2 / T_e$ (рад) (рис. 2); это свойство используется для

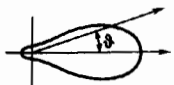


Рис. 2. Угловое распределение тормозного излучения при ультрарелятивистских начальных энергиях электронов $T_e \gg m_e c^2$.

получения интенсивных пучков фотонов высокой энергии (γ -квантов) на электронных ускорителях. При этом T и. частично поляризовано.

Дальнейшее уточнение теории T и. достигается учётом экранирования кулоновского поля ядра электронами атома. Поправки на экранирование, существенные при $T_e \gg m_e c^2$ и $\mathcal{E}_\gamma \ll T_e$, приводят к снижению вероятности (интенсивности) T и., т. к. при этом эфф. поле ядра меньше Ze .

На свойства T и. при прохождении электронов через вещество влияют эффекты, связанные с его структурой, а также с вероятностью многократного рассеяния электронов в нём. При $T_e \gg 100$ МэВ за время, необходимое для излучения фотона, электрон проходит большое расстояние и может испытать столкновения с др. атомами. В аморфных веществах многократное рассеяние электронов больших энергий приводит к снижению интенсивности и расширению пучка T и.; в кристаллах возникает дифракция электронов, в спектре T и. появляются резкие максимумы и увеличивается степень его поляризации (рис. 3).

Причиной значит. T и. может быть тепловое движение частиц в горячей разреженной плазме (при темп-рах $\sim 10^5 - 10^6$ К и выше). Элементарные акты T и., называемые в этом случае тепловым излучением, обусловлены столкновениями заряж. частиц плазмы. Космич. рентг. излучение, наблюдение к-рого стало возможным с появле-

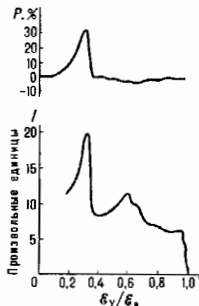


Рис. 3. Поляризация P (верхняя кривая) и энергетический спектр (нижняя кривая) фотонов тормозного излучения как функция \mathcal{E}_γ , в единицах полной начальной энергии электрона $\mathcal{E}_e = T_e + m_e c^2$ для $\mathcal{E}_e = 1$ ГэВ (интенсивность I дана в произвольных единицах).

нием ИСЗ, частично (а излучение нек-рых дискретных рентг. источников, возможно, полностью) является, по видимому, тепловым T и.

Лит.: Ахизер А. И., Берестейкин В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Богданкевич О. В., Николаев Ф. А., Работа с пучком тормозного излучения, М., 1964; Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С., Излучение релятивистских электронов, М., 1973; Соколов А. А., Тернов И. М., Релятивистский электрон, М., 1974. Э. А. Тисиров

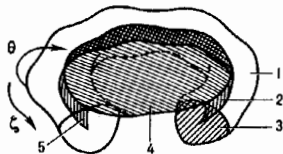
ТОРОИДАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ — системы магн. удержания плазмы, в к-рых магн. силовые линии не выходят из области удержания. Из условия соленоидальности магн. поля ($\text{div } \mathbf{B} = 0$) следует, что магн. силовые линии должны образовывать систему вольтовых тороидальных (в топологич. смысле) магн. поверхностей (см. *Магнитные ловушки*). На каждой магн. поверхности силовые линии имеют вид спиралей (винтовых линий), плотно навивающихся на тороидальную поверхность. Спиральность магн. силовых линий создаётся либо с помощью тока, пропускаемого вдоль тороидального магн. поля (см. *Токамак*), либо с помощью поперечного магн. поля, вращающегося при следовании вдоль тора (см. *Стелларатор*).

Интерес к T с. возник в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза. В T с., пригодных для создания магн. термоядерного реактора, должны осуществляться условия равновесия

$$\nabla p = [\text{rot } \mathbf{B} \mathbf{B}] / \mu_0 \quad (1)$$

и устойчивости плазмы. Здесь p — давление плазмы, μ_0 — магн. постоянная (единицы СИ).

Для описания равновесия плазмы в T с. вводят три ф-ции $a(r)$, $\theta(r)$, $\zeta(r)$, к-рые можно рассматривать как



Потоковые координаты в тороидальной системе: 1, 2, 3 — координатные поверхности $a = \text{const}$, $\theta = \text{const}$, $\zeta = \text{const}$; 4 — внешняя полоидальная поверхность; 5 — магнитная ось.

криволинейные потоковые координаты. Первая из них, удовлетворяющая условию $\mathbf{B} \nabla a = 0$, служит меткой магн. поверхности (аналог радиальной координаты в цилиндрич. геометрии), вторая и третья — полоидальная

θ и тороидальная ζ — циклические переменные, изменяющиеся на 2π при обходе соответственно вокруг магн. оси (предельной магн. поверхности, ограничивающей объём $V(a) \rightarrow 0$) и вдоль тора (рис.). Из ур-ния (1) следует условие $B \nabla p = 0$, т. е. $p = p(a)$. Векторный потенциал A и магн. поле B в потоковых координатах выражаются Φ -лами

$$2\pi A = \Phi(a) \nabla \theta + \psi(a) \nabla \zeta - \eta \nabla a, \\ 2\pi B / \mu = J(a) \nabla \theta + F(a) \nabla \zeta - v \nabla a + \nabla \varphi,$$

где $J(a)$, $\Phi(a)$ — тороидальные электр. ток и магн. поток внутри данной магн. поверхности (через тороидальную перегородку, рис.), $F(a)$, $\psi(a)$ — внешние по отношению к данной магн. поверхности полоидальный ток и магн. поток (через внешнюю полоидальную перегородку, рис.), a , η , v , φ — ф-ции, от k -рых зависит форма полоидальных и тороидальных координатных поверхностей $\theta(r) = \text{const}$, $\zeta(r) = \text{const}$. Важной характеристикой Т.с. является вращательное преобразование

$$\mu(a) = -d\psi/d\Phi = 1/q(a),$$

определяющее число оборотов магн. силовой линии по малому обходу тора, приходящееся на один обход вдоль тора (полоидальное число вращения). Вращат. преобразование необходимо для самого существования системы вложенных тороидальных магн. поверхностей, обеспечивающих длительное удержание плазмы. От него зависит предельное давление плазмы в Т.с. Обратная величина $q(a)$ (тороидальное число вращения) применительно к токамакам наз. запасом устойчивости.

Из трёх ф-ций η , v , φ две можно выбрать произвольно. Выбор $\eta = 0$ соответствует координатам с прямыми силовыми линиями, ур-нис k -рых $d\zeta/d\theta = q(a)$. Дополнит. выбор $v = 0$ определяет координаты Хамады, в k -рых якобиан

$$D = \frac{\partial}{\partial a} \left[\frac{\partial r}{\partial \theta} \frac{\partial r}{\partial \zeta} \right] = (\text{grad } a [\text{grad } \theta \text{ grad } \zeta])^{-1}$$

не зависит от θ и ζ , $D = V'(a)/4\pi^2$, а выбор $\varphi = 0$ (при этом $v \neq 0$) — координаты Бузера, или магнитные координаты, в k -рых якобиан D выражается через напряжённость магн. поля B :

$$D = V'(a) \langle B^2 \rangle / 4\pi^2 B^2.$$

Ур-ние (1) связывает пять ф-ц. «поверхностных», т. е. зависящих только от a , величин p , J , ψ , F , Φ соотношением

$$p' V' = J' \psi' - F' \Phi'.$$

Токи J , F связаны линейными соотношениями с потоками ψ , Φ (следствие связи $B = \text{rot } A$). Поэтому из пяти упомянутых поверхностных величин независимых — две, напр. p и q или p и J . При их задании геометрию магн. поверхностей определяют обычно с помощью ф-ции полоидального магн. потока $\psi(r)$, ур-нием для k -рой служит нормальная к магн. полю компонента ур-ния равновесия $\text{rot } B [B \nabla \psi] = p'(\psi) |\nabla \psi|^2$. В осесимметричном случае это ур-ние двумерное и имеет вид

$$r^2 \text{div} (\nabla \psi / r^2) = -4\pi^2 \mu_0 p'(\psi) - \mu_0^2 F F'(\psi)$$

(r — цилиндрич. радиус). Разработаны эфф. методы численного исследования равновесия плазмы и МГД неустойчивостей плазмы в Т.с. как двумерных, типа токамака, так и трёхмерных, типа стелларатора.

Представление о Т.с. как о системах с вложенными тороидальными магн. поверхностями является идеализацией. Реально Т.с. всегда имеют по крайней мере мелкую островную структуру (см. *Магнитные ловушки*).

Лит. см. при ст. *Магнитные ловушки, Стелларатор*.

В. Д. Шафранов.

ТОРР (торр, Torr) — внесистемная единица давления, то же, что *миллиметр ртутного столба*. Названа в честь итал. учёного Э. Торричелли (E. Torricelli). $1 \text{ торр} = 1,33322 \cdot 10^2 \text{ Па} = 1,33322 \cdot 10^3 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$.

ТОРРИЧЕЛЛИ ФОРМУЛА — определяет скорость истечения жидкости из малого отверстия в открытом сосуде: $v = \sqrt{2gh}$, где h — высота уровня жидкости, отсчитываемая от центра отверстия, g — ускорение свободного падения. Впервые установлено итал. учёным Э. Торричелли (E. Torricelli, 1641). Из Т.ф. следует, что скорость истечения жидкости из отверстия одинакова для всех жидкостей и зависит лишь от высоты, с k -рой жидкость опустилась, т. е. равна скорости свободного падения тела с той же высоты. Действительная же скорость истечения несколько отличается от скорости, определяемой Т.ф.: она зависит от формы и размера отверстия, от вязкости жидкости и величины расхода. Для учёта этих обстоятельств в Т.ф. вводят поправочный множитель φ , меньший единицы; тогда Φ -ла приобретает вид: $v = \varphi \sqrt{2gh}$. Множитель φ наз. коэф. скорости при истечении жидкости из отверстия; для малого круглого отверстия при большом *Рейнольдса числе* он равен $0,94$ — $0,99$. Значения для отверстий др. форм и размеров приводятся в гидравлич. справочниках.

ТОЧЕЧНЫЕ ГРУППЫ СИММЕТРИИ кристаллов (класс кристаллов) — совокупность операций симметрии, совмещающих кристалл с самим собой, при k -рых, по крайней мере, одна точка кристалла остаётся неподвижной. Т.г. с. описывают внеш. форму (огранку) кристаллов. Существует 32 Т.г. с. Подробнее см. *Симметрия кристаллов*.

ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ (нульмерные дефекты) — нарушения идеальной кристаллич. решётки, ограниченные одним или неск. узлами. Т.д. являются *вакансии*, *дислокации* и *межузельные атомы*, а также комплексы примесных атомов с вакансиями, *дивакансиями* и *межузельными атомами*. Т.д. могут быть собственными и примесными. Упругое поле, созданное Т.д., может быть значительным в пределах области, охватывающей несколько постоянных решёток a , а кулоновское — несколько десятков постоянных a .

По способу образования можно выделить: Т.д. ростовые, возникающие в процессе *кристаллизации*; Т.д. термические (возникают в результате прогресса, часто с последующей закалкой); радиационные (см. *Радиационные дефекты*), сопущающиеся *дислокациям* (шуба дислокации); примеси, k -рые вносятся в кристалл при легировании, и др.

К простым Т.д. следует отнести вакансии, *межузельные атомы*, т.н. пары Френкеля (вакансия + межузельный атом) и примесные атомы замещения. Первичные Т.д. образуются непосредственно при нагреве или облучении, вторичные — в результате перестройки, вызванной диффузией и последующим взаимодействием первичных дефектов между собой.

Лит.: Стоунхэм А. М., Теория дефектов в твердых телах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Виницкий В. Л., Холодарь Г. А., Радиационная физика полупроводников, К., 1979; Точечные дефекты в твердых телах. Сб. статей, пер. с англ., М., 1979; Емцев В. В., Машовцев Т. В., Примеси и точечные дефекты в полупроводниках, М., 1981.

Т. В. Машовцев.

ТОЧНО РЕШАЕМЫЕ МОДЕЛИ квантовой теории поля и статистической физики (явные интегрируемые системы), матем. модели физ. систем, допускающие точное вычисление свойств функций и свойств значений гамилтониана таких систем, а также статистич. суммы для них; как правило, это системы низкой пространственной размерности (одно- или двумерные; см., напр., *Двумерные модели квантовой теории поля*). Т.р.м. имеют принципиальное значение в физике *фазовых переходов*.

XYZ -модель. Одной из фундаментальных Т.р.м. является одномерная квантовая антозропальная XYZ -модель Гейзенберга — периодическая цепочка N спинов $1/2$, в k -рой учитывается только обменное взаимодействие ближайших соседей. Гамильтониан XYZ -модели записывается в виде (см. также *Спиновый гамилтониан*):

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N (J_x \sigma_j^x \sigma_{j+1}^x + J_y \sigma_j^y \sigma_{j+1}^y + J_z \sigma_j^z \sigma_{j+1}^z), \quad (1)$$

где $\sigma_j = (\sigma_j^x, \sigma_j^y, \sigma_j^z)$ — трёхмерный вектор, составленный из матриц Паули для j -го спина, J_α — константы анизотроп-

ного обменного взаимодействия ($\alpha = x, y, z$); для частных значений констант J_α модель XYZ сводится к более простым точно решаемым моделям.

1. Модель Изинга ($J_x = J_y = 0, J_z \neq 0$) точно решается, напр., методом трансфер-матрицы, или матрицы переноса (см. ниже), не только для обменного взаимодействия, но и в более общем случае при включении в гамильтониан внеш. магн. поля H ; этот метод также оказывается весьма полезным при решении ряда других Т. р. м.

Свободная энергия модели Изинга определяется наибольшим из двух собств. значений трансфер-матрицы. Однако при $T = H = 0$ оба собств. значения совпадают, обращая при этом корреляц. длину в бесконечность. Это означает, что в одномерной модели Изинга точка $T = H = 0$ является критической точкой. Полученный результат есть следствие общей теоремы теории фазовых переходов, согласно к-рой дальний порядок (см. Дальний и ближний порядок) в системе возникает только тогда, когда наибольшее собств. значение трансфер-матрицы асимптотически вырождено. Такое поведение согласуется также с тем, что для одномерных систем с взаимодействием конечного радиуса вклад в свободную энергию от энтропийного слагаемого преобладает, и упорядоченное состояние оказывается термодинамически неустойчивым. В случае же с бесконечным радиусом взаимодействия собств. значения трансфер-матрицы становятся вырожденными, что соответствует фазовому переходу. Каждый спин системы при этом взаимодействует со всеми остальными спинами, т. е. вся цепочка представляет собой единый кластер, т. е. модель преобразуется в решётку с бесконечным координат. числом (т. н. бесконечномерная модель), для к-рой точным оказывается среднее поля приближение.

Несмотря на чрезвычайную простоту, модель Изинга позволяет продемонстрировать два очень существ. факта для теории фазовых переходов: во-первых, одномерные системы имеют критич. точку, в к-рой темп-ра T и магн. поле H равны нулю, и, во-вторых, критические показатели физ. величин вблизи критич. точки удовлетворяют гипотезе подобия.

2. XY-модель ($J_x = J_y \neq 0, J_z = 0$) сводится к другой Т. р. м. — знаменитой двумерной модели Изинга, точное решение к-рой в 1944 нашёл Л. Онсагер (L. Onsager) (см. Изинга модель).

3. ХХХ-модель ($J_x = J_y = J_z = J$) — изотропная модель Гейзенберга. Решение получено Г. Бете в 1931 [1]. Используемый им метод решения в дальнейшем получил назв. анзац или подстановка Бете. Следуя этому методу, рассмотрим состояние цепочки с m спинами, ориентированными вниз, и $N - m$ спинами, ориентированными вверх. Пусть $x_1 < x_2 < \dots < x_m$ — координаты узлов со спинами вниз ($1 \leq x_i \leq N$). Произвольная волновая функция Φ_m с заданным полным спином, т. е. с определённым числом m спинов, ориентированных вниз, должна быть суперпозицией всех состояний $|x_1 \dots x_m\rangle$ с конкретным указанием узлов x_1, \dots, x_m , в к-рых располагаются ориентированные вниз спины:

$$\Phi_m = \sum_{x_1 < x_2 < \dots < x_m} \alpha(x_1 \dots x_m) |x_1 \dots x_m\rangle. \quad (2)$$

Суммирование здесь ведётся по всем разл. способам размещения m номеров по N узлам. Коэф. $\alpha(x_1 \dots x_m)$ можно найти, действуя на Φ_m гамильтонианом \mathcal{H} . Решение представляется в виде

$$\alpha(x_1 \dots x_m) = \sum_P A_P \exp\left(i \sum_{j=1}^m p_j x_j\right), \quad (3)$$

где p_1, \dots, p_m — нек-рая совокупность неравных чисел, а P — произвольная перестановка этих m чисел. Амплитуды A_P связаны с амплитудой $A_0 = A_{12 \dots m}$ отвечающей тождественной перестановке, соотношением

$$A_P / A_0 = \pm \exp\{-i \sum \theta(p_j, p_i)\}, \quad (4)$$

где суммирование θ -факторов ведётся по всем парам ин-

дексов у амплитуды, к-рые необходимо транспонировать, чтобы прийти к правильной расстановке индексов, т. е. к амплитуде $A_0(j$ и i — индексы конкретной транспонируемой пары). Знак в (4) определяется чётностью или нечётностью перестановки P . Фазовый θ -фактор имеет вид

$$\theta(p_1, p_2) = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\Delta \sin[(p_1 - p_2)/2]}{\cos[(p_1 + p_2)/2] - \Delta \cos[(p_1 - p_2)/2]} \right],$$

где $\Delta = \operatorname{sign} J$.

Собств. значение гамильтониана, соответствующее ф-ции Φ_m , записывается в виде

$$E = -N \frac{\Delta}{2} + \sum_{j=1}^m 2(\Delta - \cos p_j). \quad (6)$$

Числа p_i , характеризующие собств. значения и собств. ф-ции гамильтониана, представляют собой квазимпульсы, и для их определения необходимо учесть граничные условия, выражающие тождественность состояния на узле x и $N+x$, т. е. замыкание цепочки. В результате система ур-ний на числа p_1, \dots, p_m примет вид

$$N p_j = 2\pi I_j - \sum_{i=1}^m \theta(p_j, p_i), \quad (7)$$

где для m чётных I_j — полуцелые, а для m нечётных I_j — целые числа. Дальнейший анализ ур-ний зависит от знака обменного взаимодействия J .

Для $J > 0$, отвечающему ферромагн. осн. состоянию, Бете нашёл собств. ф-ции гамильтониана и определил спектр элементарных возбуждений. Ими оказались спиновые волны и m -частичные спиновые комплексы (связанные состояния m перевёрнутых спинов в ферромагн. цепочке). Однако наиб. успех в ХХХ-модели достигнут в случае антиферромагн. цепочки ($J < 0$), для к-рой этим методом вычислена энергия осн. состояния и найден спектр элементарных возбуждений.

4. ХХЗ-модель ($J_x = J_y$), или модель Гейзенберга — Изинга, точно решается методом анзаца Бете и сводится к двумерной, т. н. шестиугольной, модели, к-рая, в свою очередь, известна также как модель типа льда на квадратной решётке (см. Двумерные решёточные модели). Связь этих моделей позволяет использовать результаты, полученные для шестивершинной модели в случае ХХЗ-модели. Преимущество классич. двумерной шестивершинной модели перед одномерной квантовой ХХЗ-моделью заключается в том, что для решения двумерной модели удобно использовать метод трансфер-матрицы.

5. Анизотропная XYZ-модель связана с другой классич. двумерной моделью на квадратной решётке, а именно с восьмивершинной моделью. Точное решение классич. двумерной восьмивершинной модели — крупнейшее достижение в области точно решаемых моделей — получено в 1972 Р. Бакстером [2]. Он обнаружил противоречие с гипотезой универсальности и независимости критич. показателей от деталей взаимодействия. Решение восьмивершинной модели позволило вычислить энергию осн. состояния и найти спектр элементарных возбуждений XYZ-модели.

Т. о., основополагающей идеей метода исследования точно решаемых одномерных квантовых систем является анзац Бете (с соответствующим усложнением при переходе к более сложным моделям). С матем. точки зрения точное решение восьмивершинной модели потребовало нетривиального обобщения анзаца Бете. Бакстер установил фундам. соотношение для факторизованной трёхчастичной матрицы рассеяния, к-рое сейчас известно как ур-ние Янга — Бакстера (см. ниже). Общность и содержательность этого ур-ния особенно проявилась в создании в 1979 Л. Д. Фалдеевым и его сотрудниками [3] квантового метода обратной задачи (КМОЗ) — алгебраич. варианта анзаца Бете. КМОЗ является естеств. развитием классич. обратной задачи рассеяния метода, к-рый позволил найти обширный класс двумерных нелинейных эволюционных ур-ний, имеющих точное решение.

Уравнение Янга—Бакстера. Изотропная модель Гейзенберга является простейшей системой, точное решение к-рой достигается методом анзацта Бете, т. е. представлением волновой ф-ции в виде (3) и (4). Для этой модели рассматривается система взаимодействующих частиц (спиновых отклонений), к-рые не имеют внутр. структуры, и их состояние целиком задается их положением в цепочке (координатой); взаимодействие таких частиц сводится лишь к обмену импульсами. В то же время существует немало физ. задач, где состояние отражает и внутр. структуру частиц, т. е. характеризуется иск-рым дискретным индексом α , напр. проекцией спина. При взаимодействии друг с другом таких частиц могут не только обмениваться импульсами, но и менять свои дискретный индекс. Это обстоятельство требует обобщения анзацта Бете.

Рассмотрим систему из N частиц. Пусть $Q = (q_1, \dots, q_N)$ и $P = (p_1, \dots, p_N)$ — перестановки целых чисел $1, \dots, N$. Обобщенный анзацт Бете состоит в том, что волновая ф-ция системы $\Phi_{x_1, \dots, x_N}(x_1, \dots, x_N)$ для области

$$X_Q = \{x_{q_1} < x_{q_2} < \dots < x_{q_N}\}$$

взаимной расстановки координат частиц имеет вид

$$\Phi_{x_1, \dots, x_N}(x_1, \dots, x_N) = \sum_P A_{x_1, \dots, x_N}(Q|P) \exp \left\{ i \sum_{j=1}^N p_{Tj} x_j \right\}. \quad (8)$$

Ф-ции $A(Q|P)$ разл. областей связаны между собой через S -матрицу. Если области X_Q и $X_{\bar{Q}}$ отличаются друг от друга перестановкой i и j частиц, то эту связь в общем виде можно записать в виде соотношения

$$A_{x_1, \dots, x_j, \dots, x_i, \dots, x_N}(\bar{Q}|P) = \sum_{\alpha, \beta} S_{\alpha, \beta}^{\alpha, \beta}(p_i, p_j) A_{x_1, \dots, x_i, \dots, x_j, \dots, x_N}(Q|P). \quad (9)$$

Величина $S_{\alpha, \beta}^{\alpha, \beta}(p_i, p_j)$ наз. *двухчастичной матрицей рассеяния*. Используя многократно правило (9) для перестановки одной пары частиц, мы можем любую перестановку свести к тождественной перестановке $X_j = \{x_1 < x_2 < \dots < x_N\}$. Коэф. $A(Q|P)$ и $A(I|P)$ будут связаны соотношением, в к-ром стоит произведение S -матриц, отвечающих всем транспозициям пары индексов, к-рые нужно сдвинуть для сведения перестановки \bar{Q} к I . Т. о. возникает многочастичная матрица рассеяния, к-рая оказывается мультипликативной.

Между элементами двухчастичной матрицы рассеяния существует соотношение, играющее центр. роль в теории квантовых одномерных систем. Это соотношение следует из эквивалентности двух возможностей трёхчастичного процесса рассеяния. Используя такую параметризацию импульсов $p_i = p_i(\lambda_i)$, при к-рой матрица рассеяния $S(p_1, p_2)$ будет ф-цией разности бы строт λ_1 и λ_2 , $S(\lambda_1 - \lambda_2)$, соотношение для факторизованной трёхчастичной матрицы можно записать в виде

$$\begin{aligned} S_{\alpha_1 \alpha_2}^{\alpha_1 \alpha_2}(\lambda) S_{\alpha_1 \alpha_3}^{\alpha_1 \alpha_3}(\lambda + \mu) S_{\alpha_2 \alpha_3}^{\alpha_2 \alpha_3}(\mu) = \\ = S_{\alpha_1 \alpha_2}^{\alpha_1 \alpha_2}(\mu) S_{\alpha_1 \alpha_3}^{\alpha_1 \alpha_3}(\lambda + \mu) S_{\alpha_2 \alpha_3}^{\alpha_2 \alpha_3}(\lambda) \end{aligned} \quad (10)$$

(по повторению индексов подразумевается суммирование). Подобного типа соотношения при точном решении конкретных одномерных задач были получены в 1967 Ч. Янгом [4] и в 1972 Бакстером и наз. уравнениями Янга—Бакстера, а параметр λ (или μ) наз. спектральным параметром.

Квантовый метод обратной задачи. В этом методе одним из центральных объектов является трансфер-матрица T . Она определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} T_{\beta_1, \dots, \beta_n}^{\alpha_1, \dots, \alpha_n}(\lambda) = \sum_{\gamma_1, \dots, \gamma_n} S_{\alpha_1 \beta_1}^{\gamma_1 \alpha_1}(\lambda) \times \\ \times S_{\alpha_2 \beta_2}^{\gamma_2 \alpha_2}(\lambda) \dots S_{\alpha_n \beta_n}^{\gamma_n \alpha_n}(\lambda), \end{aligned} \quad (11)$$

где α_i и β_i ($1 \leq i \leq N$) — два набора чисел, каждый из к-рых может пробирать все l значений дискретного индекса α (или β). Такая искусств. конструкция T -матрицы размерности l^N полезна тем, что проблема диагонализации гамильтониана задачи сводится к отысканию собств. значений этой матрицы, что может представиться выполнимой задачей.

Запишем трансфер-матрицу в инвариантной форме, перейдя от S -матрицы размерности l к некр-ой \mathcal{L} -матрице размерности l^{N+1} , следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\alpha, \beta}(\lambda)_{\gamma_1, \dots, \gamma_n}^{\gamma_1, \dots, \gamma_n} = S_{\alpha, \beta}^{\gamma_1, \gamma_2}(\lambda) \delta_{\alpha_1, \beta_1} \dots \delta_{\alpha_n, \beta_n} \times \\ \times \delta_{\alpha_{n+1}, \beta_{n+1}} \dots \delta_{\alpha_N, \beta_N}. \end{aligned} \quad (12)$$

В многомерном пространстве эта матрица диагональна по всем индексам α_i, β_i , кроме $i=l$. Выражение для T -матрицы в таком случае записывается в виде следа от произведения \mathcal{L} -матриц, взятого только по вспомогат. матричным индексам γ_i и γ_i' :

$$T_{\beta_1, \dots, \beta_n}^{\alpha_1, \dots, \alpha_n}(\lambda) = \text{Tr} \mathcal{L}_{\alpha_1}(\lambda) \mathcal{L}_{\alpha_2}(\lambda) \dots \mathcal{L}_{\alpha_N}(\lambda)_{\beta_1, \dots, \beta_n}. \quad (13)$$

В операторной форме

$$T(\lambda) = \text{Tr} \mathcal{F}(\lambda),$$

где

$$\mathcal{F}(\lambda) = \mathcal{L}_{\alpha_1}(\lambda) \mathcal{L}_{\alpha_2}(\lambda) \dots \mathcal{L}_{\alpha_N}(\lambda) \quad (14)$$

наз. матрицей монодромии; её размерность равна l^{N+1} .

Соотношение (10) для S -матриц можно переписать в терминах \mathcal{L} -матриц, вводя матрицу $\mathcal{L}_{\alpha}^{\beta}$ ф-лой

$$\mathcal{L}_{\alpha}^{\beta}(\lambda)_{\gamma_1, \gamma_2}^{\gamma_1, \gamma_2}(\lambda) = S_{\gamma_1, \gamma_2}^{\gamma_1, \gamma_2}(\lambda).$$

Тогда имеет место следующее ур-ние:

$$\mathcal{L}_{\alpha}^{\beta}(\lambda) \mathcal{L}_{\alpha}^{\beta}(\lambda + \mu) \mathcal{F}_n(\mu) = \mathcal{F}_n(\mu) \mathcal{L}_{\alpha}^{\beta}(\lambda - \mu) \mathcal{L}_{\alpha}^{\beta}(\lambda). \quad (15)$$

Отсюда следует аналогичное ур-ие для матрицы монодромии:

$$\mathcal{L}_{\alpha}^{\beta}(\lambda - \mu) \mathcal{F}(\lambda) \mathcal{F}_n(\mu) = \mathcal{F}_n(\mu) \mathcal{F}(\lambda) \mathcal{L}_{\alpha}^{\beta}(\lambda - \mu). \quad (16)$$

Ур-ния (15) и (16) удобно переписать в др. форме, если подставить на них оператором перестановки P_{α} индексов ξ и η :

$$R(\lambda - \mu) (\mathcal{L}_n(\lambda) \otimes \mathcal{L}_n(\mu)) = (\mathcal{L}_n(\mu) \otimes \mathcal{L}_n(\lambda)) R(\lambda - \mu), \quad (17)$$

$$R(\lambda - \mu) (\mathcal{F}(\lambda) \otimes \mathcal{F}(\mu)) = (\mathcal{F}(\mu) \otimes \mathcal{F}(\lambda)) R(\lambda - \mu), \quad (18)$$

где введена $R(\lambda)$ -матрица размерности l^2 ,

$$R(\lambda) = P_{\alpha} \mathcal{L}_{\alpha}^{\beta}(\lambda), \quad (19)$$

и символ тензорного произведения \otimes . Все ур-ния (15) — (18) также наз. ур-ниями Янга—Бакстера. Для ранее введенных T -матрицы и матрицы монодромии также справедливы ур-ния Янга—Бакстера. Дальнейшая программа состоит в том, чтобы установить связь этих матриц с гамильтонианом системы и провести их диагонализацию. Эта программа и составляет содержание КМОЗ и может быть фактически реализована только для конкретной системы. Пролондируем технику КМОЗ на примере анизотропной гейзенберговской цепочки (XYZ-модели).

Для исследования системы с гамильтонианом (1) выберем в качестве двухчастичной матрицы рассеяния выражение

$$S_{\alpha\alpha'}^{\alpha\alpha'}(\lambda) = \sum_{j=0}^3 w_j(\lambda) \sigma_{\alpha\alpha'}^j, \quad \sigma_{\alpha\alpha'}^j (j=x, y, z) \quad (20)$$

с разл. величинами w_j (суммирование по j ведётся по четырем индексам: $j=x, y, z$ и 0 , причём σ^0 представляет собой единичную двухдвудную матрицу). Матричная запись S -матрицы будет следующей:

$$S_{rr}^{-1} = \begin{pmatrix} a & 0 & 0 & d \\ 0 & c & b & 0 \\ 0 & b & c & 0 \\ d & 0 & 0 & a \end{pmatrix}, \quad (21)$$

где

$$a = w_0 + w_3, \quad b = w_1 + w_2, \quad c = w_0 - w_3, \quad d = w_1 - w_2. \quad (22)$$

Записав с помощью выражения для S -матрицы локальные $S_{i\sigma}$ -матрицы и R -матрицу, из ур-ния Янга — Бакстера находим систему ур-ний для определения величин $w_j(\lambda)$. Для XYZ -модели решение этой системы ур-ний приводит к следующей эллиптич. параметризации для коэф. матрицы рассеяния:

$$\begin{aligned} a(\lambda):c(\lambda):b(\lambda):d(\lambda) &= \text{sn}(\lambda + \eta, k): \text{sn}(\lambda - \eta, k): \\ &: \text{sn}(2\eta, k): k \text{sn}(2\eta, k) \text{sn}(\lambda - \eta, k) \text{sn}(\lambda + \eta, k), \end{aligned} \quad (23)$$

где k — модуль эллиптич. синуса. Величины η и k параметризуют две независимые константы гамильтониана (1). Эта параметризация выражается эллиптич. ф-циями Якоби

$$\begin{aligned} J_x &= 1 + k \text{sn}^2 2\eta, \quad J_y = 1 - k \text{sn}^2 2\eta, \\ J_z &= \text{cn} 2\eta \text{dn} 2\eta. \end{aligned} \quad (24)$$

В частном случае $k=0$ получаем $J_x = J_y$, $J_z = \cos 2\eta$, т. е. переходим к XYZ -модели, при этом эллиптич. параметризация переходит в тригонометрическую.

Установив зависимость элементов матрицы рассеяния от спектрального параметра λ , можно убедиться, что в точке $\lambda=0$ S -матрица совпадает с матрицей перестановки. Если с помощью этого частного значения S -матрицы образовать трансфер-матрицу по ф-ле (11), то именно через неё будут выражаться гамильтониан и импульс системы.

Сформулируем теперь общую схему квантового метода обратных задачи. Она состоит в двукратном использовании ур-ний Янга — Бакстера. На первом этапе решается ур-ние (17) в локальной форме и находится параметризация элементов матрицы рассеяния $S(\lambda)$, т. е. их зависимость от спектрального параметра λ . На втором этапе используется ур-ние Янга — Бакстера в форме (18), из к-рого получаются коммутат. соотношения для матрицы монодромии. С их помощью производится диагонализация трансфер-матрицы и находится в явном виде её собствен. значения. Гамильтониан системы и импульс выражаются через трансфер-матрицу, поэтому её диагонализация означает и диагонализацию гамильтониала, т. е., точнее, решение задачи.

Иллюстрирование схемы КМОЗ на примерах XYZ -модели показало, что для этой задачи было необходимо ввести S -матрицы вида (20). Существенно отметить, что для этой задачи введения S -матрица не является физической, оно представляет нек-рую абстрактную S -матрицу, использование к-рой в схеме КМОЗ приводит к диагонализации гейзенберговского гамильтониана. Для др. физ. задач, напр. о цепочке Хаббарда или об эффекте Кондо, частицы имеют внутр. симметрию и их состояния характеризуются дискретным индексом, конкретно — проекцией спина, поэтому физ. S -матрица в этих задачах является матрицей по этим индексам. Она должна удовлетворять ур-нию Янга — Бакстера, и с её помощью вводятся описанные выше матем. конструкции КМОЗ — матрица монодромии \mathcal{T} и трансфер-матрица T . Однако этих величин недостаточно для полного решения задачи. Особую проблему составляет учёт периодических граничных условий. В рамках КМОЗ эта проблема нахождения импульсов сводится к диагонализации трансфер-матрицы T на т. н. нерегулярной решётке.

Одномерная модель Хаббарда. Гамильтониан одномерной цепочки Хаббарда (см. *Зонный магнетизм*) записывается в виде

$$\mathcal{H} = -t \sum_{i=1}^N \sum_{\sigma} (c_{i\sigma}^{\dagger} c_{i+1,\sigma} + c_{i+1,\sigma}^{\dagger} c_{i\sigma}) + U \sum_{i=1}^N c_{i\uparrow}^{\dagger} c_{i\uparrow} c_{i\downarrow}^{\dagger} c_{i\downarrow}, \quad U > 0,$$

где $c_{i\sigma}$, $c_{i\sigma}^{\dagger}$ — операторы уничтожения и рождения электронов на узле i со спином $\sigma = \pm 1$. Точное решение одномерной Хаббарда модели было дано в 1968 Э. Либом и Ф. Ву [5]. Решению этой задачи предшествовало точное решение Янгом проблемы одномерной системы мн. частиц с δ -образным отталкиванием. В результате оказалось, что для полузаполненной зоны (т. е. в случае, когда число электронов, приходящихся на один узел, равно единице) осн. состояние одномерной модели Хаббарда для любого ненулевого значения кулоновского отталкивания U является диэлектрическим с антиферромагн. взаимодействием, но без дальнего порядка. В случае, когда зона заполнена наполовину, Либ и Ву нашли, что эта система при $U > 0$ должна быть проводящей.

Характерной чертой одномерной модели Хаббарда является разделение спиновой и зарядовой степеней свободы. В соответствии с этим в этой модели существуют два типа элементарных возмущений. Со спиновой степенью свободы ассоциируется возбуждение фермиевской природы, имеющее спин $1/2$ — спинон, а с зарядовой — холон — элементарное возбуждение тоже фермиевской природы, несущее заряд, но не имеющее спина.

Использование квантового метода обратной задачи в одномерной модели Хаббарда позволяет продвинуться в решении более сложной задачи — определения асимптотики корреляц. ф-ций на больших расстояниях и вычисления соответствующих критич. показателей. Корреляц. ф-ции системы, находящейся в точке фазового перехода, т. е. при темп-ре абс. нуля для одномерной модели Хаббарда, могут быть найдены с помощью методов конформной теории поля.

Эффект Кондо. Ещё одним ярким достижением использования КМОЗ в статистич. механике явилось точное решение задачи о примесном атоме с локализов. магн. моментом, помещённом в немагн. кристалл. Первые исследования задачи о рассеянии электронов проводимости на такой примеси в следующих за борновским приближениях показали существенные температурные аномалии, в частности спиновую эквивалент примеси при низких темп-рах. Связность этих явлений получила назв. *Кондо эффекта*. Долгое время эта проблема была предметом исследования, но все подходы к ней основывались на разл. вариантах теории возмущений. Точное решение этой задачи дано в 1980 П. Б. Вигманом [6] и Н. Андреем [7] независимо друг от друга. Были вычислены энергия осн. состояния и выражение для свободной энергии, позволившие получить такие термодинамич. величины, как примесная теплоёмкость и восприимчивость, представляющие в этой проблеме осн. интерес.

Модель Тирринга. Большие возможности для дальнейшего описания XYZ -модели даёт переход от дискретной цепочки к непрерывной струне, когда параметр цепочки $a \rightarrow 0$. В этом пределе задача сводится к точно решаемой одномерной массивной модели Тирринга, хорошо известной в КТП. Эта модель описывает систему бесспиновых фермионов двух сортов, движущихся в противоположных направлениях со скоростью v :

$$\mathcal{H} = \int dx \{ -iv \psi^{\dagger} \sigma_z \nabla_x \psi + m_0 \psi^{\dagger} \sigma_x \psi + g \rho_1 \rho_2 \},$$

где $\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$ — двухкомпонентный спинор, а $\rho_1 = (1/a) \psi_1^{\dagger} \psi_1$ и $\rho_2 = (1/a) \psi_2^{\dagger} \psi_2$ — плотности ферми-частиц сорта 1 и 2. Параметры модели Тирринга (v — скорость, m_0 — масса фермиона, g — константа связи между фермионами) находятся в след. соответствии с параметрами XYZ -модели:

$$v = \frac{1}{2}(J_x + J_y) - \frac{1}{2k} J_z, \quad m_0 = -\frac{1}{2a}(J_x - J_y), \quad g = -4J_x,$$

т. е. анизотропия в (x, y) -плоскости соответствует массе фермиона, а параметр продольного обмена — межфермионному взаимодействию.

Фермионовая модель для безмассовых частиц ($m_0 = 0$, $J_x = J_y$) наз. моделью Латтинжера. Она, очевидно, соответствует ХХЗ-модели в континуальном пределе. Точное решение этой модели может быть получено разными методами. Среди них вызывает интерес метод, основанный на идее бозонизации ферми-систем. Оказывается, что модель Латтинжера, а также ряд др. моделей (среди них, напр., уже упоминавшаяся выше модель Хаббарда) демонстрируют совершенно необычное поведение с точки зрения теории обычной ферми-жидкости (системы взаимодействующих фермионов; см. *Квантовая жидкость*). Прежде всего это разделение спиновой и зарядовой степеней свободы и существование двух типов элементарных возбуждений фермиеской природы — нейтральных спинов и заряд. холонов, а также существование необычных показателей корреляц. ф-ций. В отличие от ферми-жидкости, ф-ция распределения частиц по импульсам в осн. состоянии не имеет скачка на поверхности Ферми. Все эти свойства выделяют системы, к-рые точно решаются методом бозонизации, в особый класс взаимодействующих систем, получивший назв. жидкости Латтинжера (см. [8]). Возможно, что эти необычные свойства при нек-рых условиях, в принципе, могут реализоваться и в системах с большой размерностью, что, естественно, позволяет описать те эксперим. результаты, к-рые не вписываются в теорию обычной ферми-жидкости (напр., данные по высокотемпературной сверхпроводимости).

Завершая обсуждение ХУЗ-модели и всех моделей, сводящихся к ней, необходимо заметить, что все они эквивалентны квантовому *сипус-Гардона уравнению*, прототипом к-рого является классич. одномерное нелинейное ур-ние. Создание квантового метода обратной задачи стимулировало поиск новых точных решений (см. [10—14]), причём они получены не только для одномерных квантовых систем, но также и для двумерной классич. гейзенберговской модели, где была использована инвариантность относительно канонических преобразований (А. М. Поляков и Вигман [9]).

Лит.: 1) Bethe H., Theorie der Metalle. I. Eigenwerte und Eigenfunktionen der linearen Atom-Kette, «Z. Physik», 1931, Bd 71, S. 205; 2) Baxter R., One-dimensional anisotropic Heisenberg chain, «Ann. Phys.», 1972, v. 70, p. 323; 3) Тахтаджян А. Л., Фаддеев Л. Д., Квантовый метод обратной задачи и ХУЗ-модель Евензбергера, «Успехи матем. наук», 1979, т. 34, № 5, с. 13; 4) Yang C. N., Some exact results for many-body problem in one dimension with repulsive delta-function interaction, «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 1312; 5) Lieb E. H., Wu F. Y., Absence of Mott transition in an exact solution of short-range 1-band model in 1 dimension, «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 20, p. 1445; 6) Вигман П. Б., Точное решение $s-d$ обменной модели при $T=0$, «Письма в ЖЭТФ», 1980, т. 31, с. 392; 7) Andrei N., Diagonalization of the Kondo — Hamiltonian, «Phys. Rev. Lett.», 1980, v. 45, p. 379; 8) Haldane F. D. M., Luttinger liquid theory of one-dimensional quantum fluids. 1. Properties of the Luttinger model and their extension to the general 1 D interacting spinless Fermi gas, «J. Phys. C», 1981, v. 14, p. 2585; 9) Polyakov A. M., Wiegmann P. B., Theory of non-abelian Goldstone bosons in 2 dimensions, «Phys. Lett. B», 1983, v. 131, p. 121; 10) Бакстер Р., Точно решаемые модели в статистической механике, экз. с англ., М., 1985; 11) Tsvetick A. M., Wiegmann P. B., Exact results in the theory of magnetic alloys, «Adv. Phys.», 1983, v. 32, p. 453; 12) Голев М., Воловава Юлия Бете, экз. с франц., М., 1987; 13) Изюмов А. Г., Скрайбин Ю. Н., Статистическая механика магнитоупорядоченных систем, М., 1987; 14) Боголюбов Н. М., Изергин А. Г., Кореляционные функции интегрируемых систем и квантовый метод обратной задачи, М., 1992.

ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ — характеристика качества измерений, отражающая близость результатов измерений к истинному значению измеряемой величины. Чем меньше все систематич. и случайные погрешности измерений, тем больше Т. и.

ТРАЕКТОРИЯ — кривая, к-рую описывает радиус-вектор $r(t)$ координат тела с течением времени (рис. 1). Понятие $r(t)$ тесно связано с понятиями «материальная точка» и «уравнения движения». Говорить о траектории имеет

смысл лишь в том случае, когда размеры тела малы по сравнению с расстоянием, к-рое оно проходит.

Для определения ф-ции $r(t)$ (а следовательно, и Т.) необходимо решить дифференц. ур-ние 2-го порядка, вытекающее из 2-го закона Ньютона:

$$m\ddot{r}(t) = F, \quad (1)$$

где m — масса тела, F — действующая на него сила.

Ур-ние (1) при заданной F определяет целое семейство траекторий. Выбор к.-л. одной из них осуществляется фиксацией нач. условий, роль к-рых обычно выполняют нач. координаты и скорость тела, $r(t)|_{t=0} = r_0$ и $\dot{r}(t)|_{t=0} = v_0$. Напр., подставляя в качестве силы F в ф-лу (1) силу всемирного тяготения,

$$F = -G \frac{M_0 m}{r^2} n, \quad (2)$$

где G — гравитационная постоянная, M_0 — масса Солнца, m — масса его спутника, n — единичный вектор, направленный от спутника к Солнцу, r — расстояние между ними, и, решая ур-ние (1), можно доказать [И. Ньютон (I. Newton, 1684)], что Т. движения спутника в зависимости от нач. условий является эллипсом, параболой или гиперболой.

В классич. механике, если известны координаты и скорость тела в к.-л. момент времени, то Т. движения (ф-ция $r(t)$) однозначно определяется законом движения (1).

Представление о Т. движения тела как о нек-рой гладкой кривой, к-рую можно найти, решив ур-ние (1), является чисто макроскопическим. Для микроскопич. тел это не так. Из основных постулатов *термодинамики* следует, что независимо от ирриды действующих на тело сил среднеквадратичная флуктуация скорости тела, находящегося в термодинамическом равновесии с внеш. средой, описывается ф-лой

$$\langle \Delta v^2 \rangle = \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2 = \frac{3kT}{m}, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, m — масса тела, T — абс. темп-ра среды, в к-рую тело помещено.

Величина $\langle \Delta v^2 \rangle$ при комнатной темп-ре пренебрежимо мала для макроскопич. тел, но для отд. молекул она составляет уже неск. сотен м и секунду. Поэтому Т. движения микроскопич. тела будет представлять собой хаотическую ломаную линию, подобную изображённой на рис. 2. Это почти везде непрерывная и почти нигде недифференцируемая кривая. Она называется броуновской траекторией (см. *Броуновское движение*) и обладает тем свойством, что если увеличить любой её фрагмент, то мы увидим такую же кривую. Т., изображённая на рис. 2, является случайной, и имеет смысл говорить лишь о статистич. ансамбле таких Т. Полностью определёнными являются только средние по ансамблю величины. Напр., квадрат ср. смещения частицы $\langle x^2 \rangle$ как ф-ция времени t есть [А. Эйнштейн (A. Einstein), 1905]:

$$\langle x^2 \rangle = Dt, \quad (4)$$

где D — коэф. диффузии.

Броуновское движение является заданным, если известна ф-ция

$$w(r_1, t_1; r_2, t_2), \quad (5)$$

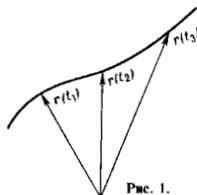


Рис. 1.

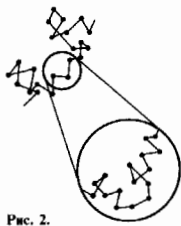


Рис. 2.

к-рая имеет смысл вероятности того, что частица, находящаяся в точке r_1 в момент времени t_1 , в момент t_2 окажется в точке r_2 .

В простейшем случае одномерного броуновского движения функция (5) имеет вид

$$w(r_1, t_1; r_2, t_2) = [2\pi D(t_2 - t_1)]^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{(r_1 - r_2)^2}{2D(t_2 - t_1)} \right\}, \quad (6)$$

$$t_2 > t_1.$$

Т. о., для микроскопич. тел T , является статистич. понятием.

Для квантовых частиц понятие « T » утрачивает смысл. Ключевым критерием квантового движения является условие

$$h/mv \ll L, \quad (7)$$

здесь h — постоянная Планка, m — масса частицы (напр., электрона), v — характерная скорость, L — характерный размер области движения частицы.

«Увидеть» T движения квантовой частицы (напр., электрона в атоме) непосредственно при помощи микроскопа или попытаться «поймать» T к.-л. способом невозможно. С формальной точки зрения причина состоит в том, что в квантовой частице неприменимо понятие материальной точки, можно говорить лишь об амплитуде вероятности обнаружить частицу в том или ином состоянии. Как показал Гейзенберг (1927), физ. причина такого положения вещей заключается в том, что, пытаясь измерить положение частицы, мы неизбежно воздействуем на нее, причём это воздействие не может быть меньше постоянной Планка. Следовательно, в квантовом случае (когда выполнено условие (7)) представление о T , как о геом. месте точек, в каждой из к-рых частицы имеют определ. скорость, физически бессмысленно.

Несмотря на это, в 1947 T «вернулся» в квантовую механику благодаря остроумному формализму интегрирования по траекториям, разработанному Р. Фейнманом (R. P. Feynman), и, т. о., легла в основу его интерпретации квантовой механики (см. Фейнмана представление в квантовой механике).

Оказывается, амплитуда перехода квантовой частицы из точки r_1, t_1 в точку r_2, t_2 можно записать в виде

$$G(r_2, t_2; r_1, t_1) = \int_{x(t_1)=r_1}^{x(t_2)=r_2} \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} S[x(t)] \right\} D[x(t)]. \quad (8)$$

Здесь $S[x(t)]$ — действие классической частицы, движущейся по T , $x(t)$, символ

$$\int_{x(t_1)=r_1}^{x(t_2)=r_2} \dots D[x(t)] \quad (9)$$

означает, что необходимо просуммировать величину по всем T , соединяющим точки r_1, t_1 и r_2, t_2 . При этом величина $\exp \{ (i/\hbar) S[x(t)] \}$ имеет смысл амплитуды вероятности того, что частица найдет в точке r_2, t_2 , двигаясь по T , $x(t)$. Т. о., суммируя амплитуды вероятности переходов по всевозможным T , мы получим амплитуду перехода G квантовой частицы (рис. 3).



Рис. 3.

Ур-ние (1) определяет экстремальную T в интеграле (8), к-ую называют классич. T .

В классич. механике, к-рая описывает поведение макроскопич. тел, T движения является непосредственно измеримой величиной. Для микроскопич. тел имеет смысл говорить лишь о статистическом ансамбле траекторий, поскольку для таких тел существенную роль играют термодинамич. флуктуации. И, наконец, в квантовой области

представление о T , как о наблюдаемой физ. величине не имеет смысла. И всё же T , уж как матем. абстракция, образует основу очень красивого и плодотворного описания природы на квантовом уровне.

Лит.: Вишер Н., Неслиевые задачи в теории случайных процессов, пер. с англ., М., 1961; Фейнман Р. Ф., Хибс А. Р., Квантовая механика и интегралы по траекториям, пер. с англ., М., 1968; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 3 изд., т. 1. Механика, М., 1989. М. А. Сааров.

ТРАНЗИСТОР (от англ. transfer — перенос и resistor — сопротивление) — трёхэлектродный полупроводниковый прибор, способный усиливать электрич. сигналы. Изобретён Дж. Бардином (J. Bardeen), У. Браттейном (W. Brattain) и У. Шокли (W. Shockley) в 1948 (Ноблевская премия по физике, 1956).

Ныне T называют 2 класса приборов, различных по физ. принципам, лежащим в основе их работы, по объединённым общим свойством усиливать электрич. сигналы. За изобретением Бардина, Браттейна и Шокли утвердилось название *транзистор биполярный*. Второй класс транзисторов составляют *полевые транзисторы*. Т. обоих классов являются осн. активными элементами совр. полупроводниковой электроники и элементной базой интегральных схем.

Лит. см. при статьях *Полевой транзистор*, *Транзистор биполярный*.

ТРАНЗИСТОР БИПОЛЯРНЫЙ (от лат. bi — двойной, двоякий и греч. pólos — ось, полюс) — один из осн. элементов полупроводниковой электроники. Создан в 1948 Дж. Бардином (J. Bardeen), У. Браттейном (W. Brattain) и У. Шокли (W. Shockley) (Ноблевская премия по физике, 1956). Представляет собой трёхслойную полупроводниковую структуру с чередующимися слоями дырочной (p -тип) и электронной (n -тип) проводимости. Существуют Т. б.

Рис. 1. Структура биполярного транзистора: а — транзистор $p-n-p$ -типа; б — транзистор $n-p-n$ -типа.

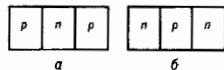


Рис. 2. Структура биполярного транзистора $p-n-p$ -типа: 1 — эмиттерный $p-n$ -переход; 2 — коллекторный $p-n$ -переход.

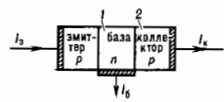
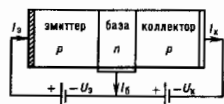


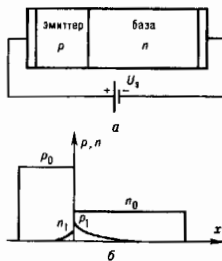
Рис. 3. Схема включения транзистора.



как $p-n-p$ (рис. 1, а), так и $n-p-n$ -типа (рис. 1, б). Ср. область транзисторной структуры называют базой. На границе между базовой областью и крайними областями — эмиттером и коллектором — существуют электронно-дырочные переходы ($p-n$ -переходы); эмиттерный и коллекторный (рис. 2). В основе работы Т. б. лежат свойства $p-n$ -переходов, схема включения его в электрич. цепь показана на рис. 3. Т. б. изготавливаются, как правило, на основе Si, GaAs и *гетероперехода* GaAlAs/GaAs.

Принципы работы. Обычно при работе Т. б. к эмиттерному переходу приложено напряжение в прямом направлении (+ на p -эмиттере), а к коллекторному — в обратном направлении (— на p -коллекторе). В отсутствие внеш. напряжения на границе p - и n -областей существует, как известно, потенцич. барьер, мешающий дыркам переходить из p - в n -область, а электронам — из n - в p -область. Если к $p-n$ -структуре приложено прямое напряжение (рис. 4, а), высота потенцич. барьера понижается. При этом дырки из эмиттера инжектируются в базу (см. *Инжекция носителей заряда*), а электроны — из базы в эмиттер (рис. 4, б). В ши-

рис. 4. Протекание тока через $p-n$ -переход при прямом напряжении: *a* — эмиттерный $p-n$ -переход; *б* — распределение носителей заряда при протекании прямого тока ($p_0 \approx N_A$ — равновесная концентрация дырок в p -эмиттере; $n_0 \approx N_D$ — равновесная концентрация электронов в базе; p_1 — концентрация вблизи границы дырок, инжектированных из эмиттера в базу; n_1 — концентрация электронов, инжектированных в эмиттер).



роком диапазоне токов выполняется соотношение $p_1/p_0 = n_1/n_0$, где p_1 — концентрация дырок в базе на границе с эмиттером, n_1 — концентрация электронов в эмиттере на границе с базой, p_0 — концентрация дырок в эмиттере, n_0 — концентрация электронов в базе (рис. 4, б). Концентрация дырок p_0 в эмиттере и концентрация электронов n_0 в базе определяются соответственно концентрациями легирующих примесей N_A и N_D (см. *Легирование полупроводников*). Эмиттер транзистора всегда легируется значительно сильнее, чем база ($N_A \ll N_D$). Поэтому в широком диапазоне токов $n_1 \ll p_1$.

Если ширина слаболегированной области (базы) значительно превышает диффузионную длину дырок $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ (D_p — коэф. диффузии дырок, τ_p — время жизни дырок), то концентрация неравновесных (избыточных) дырок экспоненциально убывает в глубь базы: $p(x) = p_1 \exp(-x/L_p)$. Аналогично для электронов в эмиттере $n(x) = n_1 \exp(x/L_n)$, где x принимает отрицат. значения. На границе p - и n -областей полный ток, протекающий через $p-n$ -переход, складывается из диффузионного тока дырок $J_p = eD_p(dp/dx)_{x=0}$ и диффузионного тока электронов $J_n = eD_n(dn/dx)_{x=0}$ (см. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*). При этом доля дырочного тока

$$\gamma_p = \frac{J_p}{J_n + J_p} = \left[1 + \frac{n_1}{p_1} \frac{D_n \tau_n}{D_p \tau_p} \right]^{-1} \quad (1)$$

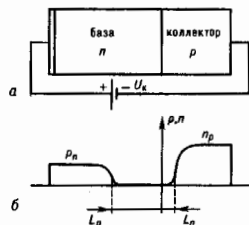
Коэф. γ_p называют коэффициентом инжекции дырок в эмиттер. Электрофиз. параметры эмиттера и базы всегда выбираются такими, чтобы величина γ_p была по возможности близка к единице, даже с учётом того, что на практике часто выполняются неравенства $D_n > D_p$, $\tau_n > \tau_p$. Т. о., на границе эмиттера и базы ($x=0$) ток в осн. является диффузионным током дырок.

Особенности протекания тока. При прямом напряжении на эмиттер через базовый электрод в базу каждую секунду входят $N = I/e$ электронов со стороны отрицат. полюса источника питания. Если коэф. инжекции эмиттера $\gamma_p = 1$ (идеальный эмиттер), то ни один электрон выйти из базы в эмиттер не может. На практике величина γ_p близка к единице, так что лишь малая доля электронов, вошедших в базу, покидает её в виде диффузионного потока электронов в эмиттер. Подавляющая часть вошедших в базу электронов исчезает в базе, рекомбинируя с дырками, инжектированными эмиттером. Это осн. свойство эмиттерного перехода, используемое при получении транзисторного эффекта — усиления по току.

Когда $p-n$ -переходу приложено обратное напряжение (рис. 5, а), высота потенци. барьера на границе $p-n$ -перехода повышается. При этом ни дырки из коллектора в базу, ни электроны из базы в коллектор переходить не могут. Через коллекторный переход течёт относительно небольшой ток, складывающийся из двух компонентов. Первый компонент — ток электронов и дырок, возникающих вследствие теплового возбуждения в области объёмного заряда коллекторного перехода. Природа второго компонента представляет с точки зрения принципа работы Т. б. наибольший интерес. Электрич. поле, существующее внутри $p-n$ -перехода, направлено так, что электрон, попавший

в область перехода, выталкивается в n -область, а дырка — в p -область. Однако для неосновных носителей (дырок в n -области и электронов в p -области) поле в переходе, очевидно, направлено так, что оно способствует переходу дырок из базы в коллектор, а электронов из коллектора в базу. Любая дырка, оказавшаяся в базе на расстоянии от $p-n$ -перехода, меньшем диффузионной длины L_p , с большой вероятностью попадает в поле $p-n$ -перехода и выбрасывается из базы в коллектор. Такая же ситуация реализуется и для электронов в коллекторе. Поток неосновных носителей — дырок из базы и электронов из коллектора — и создаёт второй компонент тока $p-n$ -перехода при обратном напряжении — т.н. диффузионный компонент. По обе стороны от коллекторного $p-n$ -перехода при обратном напряжении возникает область, обеднённая неосновными носителями. В базе длина этой области равна диффузионной длине дырок L_p , в эмиттере — равна диффузионной длине электронов L_n (рис. 5, б).

рис. 5. Протекание тока через $p-n$ -переход при обратном напряжении: *a* — коллекторный $p-n$ -переход; *б* — распределение неосновных носителей заряда в базовой и коллекторной области перехода (p_0 — равновесная концентрация дырок в базе; n_0 — равновесная концентрация электронов в коллекторе).



осн. свойство коллекторного $p-n$ -перехода, используемое при получении транзисторного эффекта, состоит в том, что любая дырка, возникающая в n -базе на расстоянии, меньшем, чем диффузионная длина L_p , с высокой вероятностью попадает в поле перехода и увлечается в коллектор.

Для реализации эффекта усиления по току транзисторная структура (рис. 3) изготовляется так, чтобы расстояние между эмиттерным и коллекторным $p-n$ -переходами, т. е. ширина базы W , было бы значительно меньше диффузионной длины дырок L_p в базе.

Если в базе транзистора протекает ток I_b , то в базовую область каждую секунду входят $N_b = I_b/e$ электронов. Ни в эмиттер, ни в коллектор электроны из базы практически уйти не могут. Следовательно, в стационарном состоянии все N_b электронов должны рекомбинировать в базе. В диоде с длиной базой и с коэф. инжекции дырок $p-n$ -перехода $\gamma_p = 1$ для того, чтобы обеспечить рекомбинацию N_b электронов, из эмиттера должно инжектироваться $N_b \approx N_p$ дырок. Если же $p-n$ -переход обладает коэф. инжекции $\gamma_p < 1$, то для обеспечения рекомбинации электронов в базе должно ежесекундно инжектироваться $N_b = \gamma_p N_p$ дырок. Однако в транзисторе с шириной базы $W < L_p$ каждая дырка, инжектированная из эмиттера в базу, оказывается от коллектора на расстоянии, меньшем L_p . Поэтому она, не успев прорекомбинировать с электроном, с высокой вероятностью попадает в поле коллекторного перехода и выбрасывается в коллектор. Долю дырок α , прошедших без рекомбинации из эмиттера в коллектор, называют коэффициентом переноса. Естественно, эта доля тем больше, чем меньше отношение W/L_p . Во многих практически важных случаях можно считать, что $\alpha \approx 1 - W^2/2L_p^2$. В зависимости от типа и названия Т. б. отношение W/L_p лежит обычно в пределах от 0,5 до 0,05, а величина α составляет от 0,9 до 0,999. Т. о., в транзисторной структуре подавляющая часть инжектированных эмиттером дырок проходит в коллектор, не прорекомбинировав с электронами в базе.

Доля дырок, инжектированных эмиттером, идущих на рекомбинацию с поступающими в базу электронами, равна, очевидно, $(1-\alpha)$. Чтобы обеспечить рекомбинацию

всех элекронов, входящих в базу, должно выполняться равенство

$$I_3 \approx \frac{I_0}{1-\alpha} \quad (2)$$

Т. о., протекание тока I_3 в цепи базы определяет протекание в эмиттерной и коллекторной цепи Т. б. токов I_1 и $I_2 \approx \alpha I_0/(1-\alpha)$, во много раз больших, чем I_0 .

Основные параметры. Осн. характеристики Т. б.—коэф. усиления по току и предельная рабочая частота. Коэф. усиления Т. б. по току $\beta = 1/(1-\alpha)$ определяется гл. обр. отношением W/L_p . Для уменьшения толщины базы W тех. ограничений почти не существует. Совр. методы *эпитаксии* позволяют изготовлять полупроводниковые монокристаллические слои. Однако уменьшению толщины W и, следовательно, увеличению β врантуют физ. ограничения.

На границах областей эмиттер—база и база—коллектор существуют области объемного заряда (ООЗ). Для нормальной работы транзистора необходимо, чтобы протяженность этих областей была существенно меньше W . Глубоко осцику мн. значения W можно получить, иная, что величина W должна быть много больше ширины ООЗ на границе эмиттер—база при нулевом смещении на эмиттерном переходе. Уровень легирования эмиттера значительно превышает уровень легирования базы. Поэтому практически вся ООЗ на эмиттерном переходе лежит в базовой области. Ее ширина

$$W_0 = (2\epsilon\epsilon_0 V_0 / e N_d)^{1/2} \quad (3)$$

Диффузионная разность потенциалов V_0 может быть оценена как $V_0 \approx \delta_p^2 / e$, где δ_p —ширина запрещенной зоны полупроводника. Для Si $\delta_p \approx 1,1$ В, для GaAs $\delta_p \approx 1,4$ В, т. о., $V_0 \approx 1$ В.

Величина N_d практически не может быть больше $5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Уровень легирования эмиттера $N_a \gg N_d$. Однако при $N_a \geq 10^{19}$ см $^{-3}$ время жизни носителей становится очень малым. При малом τ_n коэф. инжекции γ_p уменьшается [см. (1)]. Снижение γ_p в свою очередь, вызывает уменьшение β .

При $N_d \approx 10^{17}$ см $^{-3}$ и $V_0 \approx 1$ В величина $W_0 \approx 0,1$ мкм, что требует ширины базы $W \geq 0,5$ мкм. Такой величине W соответствует значение $\beta \approx 100-200$.

Коэф. усиления по току Т. б. составляет обычно неск. десятков, в нек-рых Т. б.—неск. сотен. В Т. б., для изготовления к-рых используются различные гетероструктуры, коэф. усиления достигает неск. тысяч.

Быстродействие Т. б. принято характеризовать граничной частотой f_T , при к-рой коэф. усиления по току уменьшается до $\beta = 1$.

Физ. ограничение величины f_T связано со временем переноса носителей через базу τ_b , $f_T \approx 1/2\tau_b$. При чисто диффузионном механизме переноса носителей в базе $\tau_b \approx W^2/D_p$. Величина τ_b может быть несколько уменьшена, если создать в базе электрич. поле, ускоряющее прохождение носителей от эмиттера к коллектору (т. н. тянущее поле). Такое поле создается в диффузионно-дрейфовых Т. б. неоднородным легированием базы. Величина τ_b при этом может быть уменьшена приблизительно в 2 раза. Т. о., осн. путем повышения быстродействия Т. б. является уменьшение толщины базы W .

Отметим, что уменьшение W приводит к росту входного сопротивления базы r_b . При этом увеличиваются постоянные времени заряда эмиттерной и коллекторной емкостей C_1 и C_2 через сопротивление r_b . Время заряда этих емкостей также ограничивает быстродействие Т. б. Практически граничная частота обычных Т. б. не превышает 10 ГГц.

Предельная рабочая частота гомоструктурных Т. б. составляет неск. ГГц. Предельная частота гетероструктурных Т. б. превышает 60 ГГц.

Характеристики Т. б. могут быть существенно улучшены, если в качестве эмиттера (а иногда и коллектора) использовать материал с шириной запрещенной зоны δ_p большей, чем у материала базы. В таких гетерострук-

турных Т. б. чаще всего база изготавливается из GaAs, а эмиттер—из GaAlAs (гетеропереход GaAs/GaAlAs). Идея гетероструктурных Т. б. сформулирована У. Шокли в 1948, а созданы они были в кон. 70-х гг. В этих Т. б. коэф. инжекции эмиттера γ близок к единице, даже если база легирована значительно сильнее, чем эмиттер (явление суперинжекции). Это снимает рассмотренные выше ограничения на толщину базы W и уровень легирования базы N_d . Кроме того, снижением уровня легирования эмиттера может быть существенно уменьшена емкость эмиттера C_1 . Созданы гетеротранзисторы с $W \leq 0,1$ мкм, $\beta \geq 5000$, макс. частотой генерации $f \geq 60$ ГГц и шума коэффициентом (в малощумящих Т. б.) $\approx 2-5$ дБ.

Применение. Круг применений Т. б. условно можно разбить на 4 осн. части: Т. б. для цифровых устройств (ЦУ) и интегральных схем (ИС), Т. б. общего применения, СВЧ Т. б. и мощные Т. б.

Т. б., предназначенные для работы в ЦУ и ИС, должны обладать малыми габаритами, высокой скоростью и мин. энергией переключения. Элементарно база наиб. быстродействующих (время переключения ≈ 20 пс) узлов серийных ЭВМ составляют кремниевые Т. б. В качестве наиболее быстродействующих элементов серийных ИС используются *полевые транзисторы* на основе GaAs и гетероструктурные Т. б. на основе гетеропары GaAs/GaAlAs.

Осн. требование к СВЧ Т. б. состоит в достижении макс. мощности и коэф. усиления на предельно высокой частоте. СВЧ Т. б. изготавливаются в осн. из GaAs, в к-ром баллистич. эффекты, позволяющие увеличить скорость пролета носителей через базу, выражены значительно сильнее, чем в Si. Ведутся интенсивные разработки гетероструктурных СВЧ Т. б. Предельная частота генерации СВЧ Т. б. ≈ 60 ГГц.

Мощные Т. б. изготавливаются почти исключительно на основе Si, работают при напряжениях коллектор—база до 1500 В и позволяют коммутировать ток ~ 10 А. Физ. особенность высоковольтных Т. б. обусловлена тем, что коллектор в высоковольтных Т. б. легирован значительно слабее базы. Благодаря этому широкая область объемного заряда, возникающая при большом обратном напряжении, почти целиком расположена в коллекторе. На долю базы приходится лишь ничтожная часть общей ширины области объемного заряда, что позволяет сделать базу достаточно тонкой и сочетать большие коллекторные напряжения с относительно малым временем переключения (~ 1 мкс).

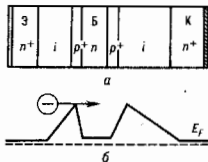


Рис. 6. Транзистор с горбообразными барьерами: а — структура; б — зонная диаграмма.

Наиб. перспективными с точки зрения улучшения статич. свойств являются структуры, в к-рых сочетаются свойства Т. б. и полевых транзисторов (ПТ). Как и в ПТ, работа таких транзисторов основывается на использовании носителей заряда только одного знака, однако принцип управления в таких приборах тот же, что и в Т. б.: инжекция носителей в базу осуществляется понижением барьера на границе эмиттер—база.

Одна из наиб. перспективных разновидностей Т. б. схематически показана на рис. 6,а. Соответствующая зонная диаграмма приведена на рис. 6,б. Чередуя легированные по заданному закону n - и p -области приводит к образованию на границе эмиттер—база и база—коллектор двух горбообразных барьеров. К переходу эмиттер—база прикладывается напряжение, понижающее барьер на границе $i-n$. При этом из эмиттера в базу инжектируются электроны с большой энергией, достаточной для того,

чтобы пройти над барьером (*горячие электроны*). База структуры делается узкой ($W \leq 0,2$ мкм), так что горячие носители заряда пролетают её практически без столкновений с большой скоростью и, попадая в поле перехода коллектор—база, втягиваются коллектором. Предполагается, что такие транзисторы могут иметь граничную частоту, превышающую 300 ГГц.

Лит.: 1) Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984; 2) Степаненко И. П., Основы теории транзисторов и транзисторных схем, 4 изд., М., 1977; 3) Пожел Ю., Юценс В., Физика сверхбыстродействующих транзисторов, Вильнюс, 1985. М. Е. Левинштейн, Г. С. Симиш.

ТРАНСЛЯЦИЯ (от лат. *translatio*—пердача, перенесение)—перенос объекта в пространстве параллельно самому себе на нек-рое расстояние a вдоль прямой, наз. осью Т.; характеризуется вектором a . Если в результате Т. объект совпадает сам с собой, то Т. является операцией еимметрии (трансляционная симметрия). В этом случае Т. присуща объектам, периодическим в одном, двух или трёх измерениях, примерами к-рых могут служить цепные молекулы полимеров и кристаллы (см. *Симметрия кристаллов*).

ТРАНСУРАНОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ—хим. элементы с ат. номерами $Z > 92$, расположенные в периодич. системе элементов за ураном. Т. э. испытывают радиоакт. распад. Из-за относительно малого времени жизни они не сохранились в земной коре. Возраст Земли около $5 \cdot 10^9$ лет, а период полураспада $T_{1/2}$ наиб. долгоживущих Т. э. $\sim 10^8$ лет. За время существования Земли Т. э., возникшие в процессе *нуклеосинтеза*, практически полностью распались. В природных минералах найдены лишь микроколичества ^{244}Pu ($T_{1/2} = 8 \cdot 10^7$ лет).

Первые Т. э.—*неттуний* ($Z = 93$) и *плутоний* ($Z = 94$) синтезированы Э. Макмилланом (Е. М. McMillan) и Г. Сиборгом (G. Th. Seaborg) с сотрудниками в 1940 в Беркли (США) [1]. Они были получены в результате ядерной реакции при облучении мишени из U нейтронами или α -частицами. При облучении урана мощным потоком нейтронов возможна реакция последоват. захвата нейтронов. Захват нейтрона сопровождается последующим *бета-распадом* нового изотопа, что увеличивает ат. номер на единицу. В совр. реакторах этот метод позволяет получать элементы вплоть до Fm ($Z = 100$). Для элементов с $Z > 100$ он «не работает» вследствие очень малого времени жизни ^{258}Fm ($T_{1/2} = 0,3$ мс) [2], к-рый является звеном последоват. цепочки на пути к *менделевию* Z = 101. Впервые менделевий был синтезирован в 1955 облучением *эйнштейния* (^{255}Es) ускоренными ионами He. В дальнейшем в реакциях с более массивными ядрами трансурановая область была значительно расширена вплоть до элемента Z = 112.

Установлено, что Т. э. с Z от 93 до 103 относятся к группе *актиноидов*, к-рые по своим хим. свойствам близки к *лантаноидам* (редкоземельным элементам). Их свойства элемента с $Z = 104$, первого элемента т. н. трансактининой области, подобны Ni (элемент IV группы), а элемент с $Z = 105$ является аналогом Ta (V группа) [3]. Это подтверждает фундам. закон периодичности хим. свойств элементов, открытый Д. И. Менделеевым.

Типичными каналами (модями) распада, определяющими времена жизни ядер, являются бета-распад, электронный захват, *альфа-распад* и спонтанное деление ядер. Для тяжёлых ядер с $Z > 102$ наиб. вероятный α -распад и спонтанное деление (открыто Г. Н. Флеровым и К. А. Петражком в 1940) [4]. Последнее играет определяющую роль, т. к. именно этот тип распада рассматривается как гл. фактор, лимитирующий возможное число элементов.

По мере продвижения ко всё более далёким элементам в реакции синтеза оказываются вовлечёнными всё более массивные бомбардирующие частицы. Их слияние с ядрами мишени не всегда осуществляется беспрепятственно. Т. о., процессы слияния и деления ядер определяют возможности продвижения к новым элементам конца периодич. системы элементов.

Структура и стабильность ядер Т. э. Поскольку для сферич. заряженной капли отношение кулоновских и поверхностных сил определяется выражением

$$\frac{\delta_k}{\delta_s} = \frac{Z^2/R}{R^2} \sim \frac{Z^2/A^{1/3}}{A^{2/3}} = \frac{Z^2}{A}$$

делимость ядер в *капельной модели* ядра зависит от отношения Z^2/A (A —массовое число). С ростом этой величины барьер деления быстро понижается и при $Z^2/A \approx 50$ становится равным 0. Это определяет теоретич. предел устойчивости ядер относительно деления на два осколка. Эксперименты по делению возбуждённых ядер показали, что этот предел наступает равные $(Z^2/A)_{\text{кр}} = 46 \pm 1$. Делимость ядра характеризуют параметром $y = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{\text{кр}}$.

В действительности наблюдаются значит. расхождения между предсказаниями капельной модели и экспериментом. Периоды спонтанного деления ядер испытывают сильные вариации в зависимости от числа протонов Z и нейтронов N (рис. 1), что не может быть объяснено в рамках макроскопич. расчётов капельной модели ядра. Подобные резкие изменения могут быть связаны со сложной микроскопич. структурой ядер, определяемой квантовыми характеристиками системы.

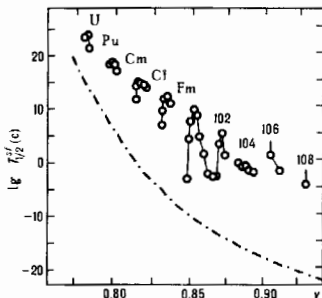


Рис. 1. Зависимость периода полураспада ядер относительно спонтанного деления $T_{1/2}^{sp}$ от параметра деления y : штрих (пунктир)—теория (модель жидкой капли), кружки—эксперимент.

Полная энергия ядра может быть представлена в виде двух частей:

$$\epsilon_{\text{полн}} = \epsilon_k + \epsilon_{\text{об.}}$$

где ϵ_k —осн. макроскопич. часть энергии ядра (для тяжёлых ядер $\epsilon_k \sim 2000$ МэВ), а $\epsilon_{\text{об.}}$ определяет поправку (ок. неск. МэВ), обусловленную оболочечной структурой ядра. В процессе деформации ядра, предшествующей делению, изменяются и ϵ_k , и $\epsilon_{\text{об.}}$. Характер изменения полной энергии $\epsilon_{\text{полн}}$ определяет конфигурацию и высоту барьера деления, а следовательно, и стабильность ядра относительно спонтанного деления. По мере увеличения Z капельная составляющая энергии деформации $\epsilon_{\text{деф}}^{\text{кап}}$ уменьшается, в то время как оболочечная поправка $\epsilon_{\text{об.}}^{\text{деф}}$ меняется по др. закону (см. *Оболочечная модель ядра*). В ядрах Т. э. эти энергии сопоставимы по величине, вследствие чего барьер деления имеет сложную структуру, сильно отличающуюся от того, что предсказывается капельной моделью. При движении в сторону более тяжёлых элементов роль капельного члена уменьшается и стабильность ядра в значит. степени определяется его оболочечной структурой.

Действительно, капельная модель предсказывает исключительно малое время жизни для ядер $Z \geq 104$ ($\sim 10^{-13} - 10^{-17}$ с), в то время как известны уже 30 нуклидов с Z от 104 до 112. Их периоды спонтанного деления столь велики ($> 10^{-4}$ с), что они преим. испытывают

з-распад. Это указывает на существование у этих ядер барьера деления структурной природы, препятствующего их мгновенному распаду на 2-й фрагмента. Т. н. структурная стабильность тяжелых ядер была обнаружена в 70-х гг., когда выяснилось, что систематика периодов спонтанного деления резко меняется при переходе к ядрам с $Z \geq 104$.

Для $Z = 104$ жидкостная составляющая барьера деления близка к нулю, поэтому относительно большое время жизни изотопов 104-го элемента уже практически целиком определяется структурными факторами. При движении в область более тяжелых элементов ситуация сохраняется. Поскольку структурная составляющая слабо меняется с ростом Z , можно было ожидать, что и стабильность этих ядер будет столь же высокой. Эксперимент подтвердил предсказания оболочечной модели [5]. Из этого следует, что область трансактинидных элементов может быть значительно расширена.

Сверхтяжелые элементы. Следуя оболочечной модели, можно считать, что структура определяет форму ядра в осн. состоянии. Известно, что ядра могут быть деформированными (эллипсоидальными) и сферическими (см. *Деформированные ядра*). Наиб. сильно оболочечные эффекты проявляются для сферич. ядер, к-рые состоят из т. н. магич. чисел протонов и нейтронов: 2, 8, 20, 50, 82, 126 (см. *Магические ядра*). Ядра, у к-рых эти числа появляются дважды, наз. дважды магическими. Наиб. тяжелым дважды магич. ядром является ^{208}Pb ($Z=82$, $N=126$). Все известные изотопы Т.э. далеки от магич. чисел и поэтому в осн. состоянии являются деформированными. Вместе с тем даже в этом случае влияние оболочечных эффектов на стабильность ядра велико. Можно ожидать, что для магич. и тем более для дважды магич. ядра влияние структуры будет проявляться в сильной степени. Вслед за ^{208}Pb , согласно предсказаниям теории, двойная магичность возникает у ядра с $Z=110$ —114 и $N=184$, вокруг к-рого может существовать обширная область т. н. сверхтяжелых элементов. Некоторые из них могут быть, в принципе, синтезированы в ядерных реакциях. Вместе с тем на пути к 114 элементу находится большая область деформированных ядер, в к-рых также ожидается эффект магичности. Для ядра с $Z=108$ и $N=162$ и его соседей предсказывается сильное увеличение стабильности по отношению к спонтанному делению.

Это нашло эксперим. подтверждение при получении элементов 104, 106, 108 и 110, когда синтезировались изотопы с макс. числом нейтронов ($N \geq 158$).

Полученные результаты значительно повышают предсказательную силу теории о существовании сверхтяжелых и сверхстабильных элементов.

Реакции синтеза. Для синтеза изотопов трансфермивых элементов ($Z \geq 100$) используются ядерные реакции полного слияния взаимодействующих ядер (мишени Z_m , A_m и бомбардирующей частицы Z_i , M_i), в результате чего образуется возбужденное составное ядро ($A_c = A_m + A_i$, $Z_c = Z_m + Z_i$), к-рое затем переходит в осн. состояние путём эмиссии нейтронов и γ -квантов.

Сечение образования новых ядер в осн. состоянии может быть представлено выражением

$$\sigma_{\text{осн.}}(\delta^x) = \sigma_c(\delta^x) P_x(\delta^x) \sum_i \left(\frac{G_{\text{осн.}}}{G_{\text{полн.}}} \right).$$

Здесь $\sigma_c(\delta^x)$ — сечение образования составного ядра с энергией возбуждения δ^x ; P_x — вероятность канала «сброса энергии» путём эмиссии x нейтронов; $G_{\text{осн.}}$ — вероятность испускания нейтрона; $G_{\text{полн.}}$ — полная вероятность распада составного ядра с энергией δ^x . Если нейтрон не может унести всю энергию возбуждения δ^x , то конкуренция между эмиссией нейтрона и др. способом девозбуждения повторяется ещё раз на 2-й ступени, затем на 3-й и т. д. до тех пор, пока энергия возбуждения конечного ядра не станет равной 0 ($\delta^x = 0$). Поскольку осн. каналом

распада тяжелых ядер является деление ($G_{\text{полн.}} \sim \Gamma_f$), то отношение ($G_{\text{осн.}}/\Gamma_f$) необходимо возвести в степень числа ступеней x . Для тяжелых ядер $G_{\text{осн.}}/\Gamma_f \sim 0.01$.

Т. о., всё определяется числом каскадов x , к-рые связаны с энергией возбуждения составного ядра. Последняя не может быть меньше нек-рой мин. величины $\delta_{\text{мин.}} = U_c - Q$, где кулоновский барьер, ниже к-рого ядра не сливаются, определяется соотношением

$$U_c = \frac{Z_m Z_i}{r_0 (A_m^{1/3} + A_i^{1/3})},$$

и $Q = M_c - (M_i + M_m)$ — дефект масс, связанный с перестройкой двух исходных ядер в новое моноядро, M_c — его масса.

При облучении мишени ^{238}U ионами ^{20}Ne величина $\delta_{\text{мин.}} = 40$ МэВ. Переход ядра $^{258}102$ в осн. состояние происходит испусканием 4 или 5 нейтронов, поэтому сечение образования ядра $^{254}102$ в осн. состоянии составляет всего 10^{-8} от сечения образования возбужденного составного ядра σ_c . В таких условиях, естественно, необходимо понизить энергию возбуждения составного ядра. Это может быть достигнуто выбором более асимметричных масс ядер-партнёров, с тем чтобы понизить кулоновский барьер. Напр., реакция $^{246}\text{Cm} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{258}102 + 3n$ более предпочтительна, т. к. $\delta_{\text{мин.}} \approx 30$ МэВ и каскад девозбуждения составляет всего 3 ступени.

Однако эти реакции имеют ограниченные возможности, т. к. элементы тяжелее Cf ($Z=98$), к-рые могут быть использованы в качестве мишеней, нарабатываются в *ядерных реакторах* в очень малых кол-вах. Тем не менее ядра вплоть до $Z=106$ были впервые получены в реакциях этого типа, названных реакциями горячего слияния.

Другая возможность уменьшить энергию возбуждения составного ядра — повышение Q . Это может быть достигнуто увеличением массы бомбардирующих ионов. При этом возрастает кулоновская энергия U_c , но она целиком компенсируется возрастанием дефекта масс. Сущест. выигрыш достигается при использовании в качестве мишени дважды магич. ядер, напр. $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$. Здесь в процессе слияния значит. часть энергии должна быть затрачена на перестройку «хорошо упакованных» сферич. партнёров в «рыхлую» составную систему $^{256}102$. Такая реакция будет более эндотермичной ($\delta_{\text{мин.}} \approx 15$ —18 МэВ), и переход возбужденного ядра в осн. состояние будет сопровождаться испусканием 1 или 2 нейтронов. Сечение образования конечных ядер в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$ возрастает на неск. порядков по сравнению с реакциями горячего слияния. Аналогичная ситуация имеет место и для более тяжелых бомбардирующих ионов — изотопов Ti, Cr, Fe, Ni. Реакции этого типа получили назв. *холодного слияния* [6]. С их помощью удалось синтезировать самые тяжелые элементы — вплоть до $Z=112$ — и исследовать большое число новых изотопов известных Т.э. [7, 8].

Однако при переходе от $Z=102$ к $Z=112$ сечение образования конечных ядер в реакциях холодного слияния уменьшается почти в 10^6 раз (рис. 2). Это означает, что и в холодном слиянии возникают ограничения на образование конечных продуктов. Они связаны в основном с процессом образования составного ядра. При использовании мишеней ^{208}Pb и ^{209}Bi продвижение по Z от 102 до 112 достигается постепенным увеличением заряда бомбардирующей частицы Z_i от 20 до 30. Соответственно возрастает сила кулоновского отталкивания в процессе слияния, в то время как силы ядерного притяжения остаются практически постоянными. В этих условиях вероятность слияния резко уменьшается, и это является основным ограничением для продвижения в область $Z \geq 112$.

Интересен промежуток, вариант между горячим и холодным слиянием: более асимметрич. комбинация масс взаимодействующих ядер и, как следствие, меньшая энер-

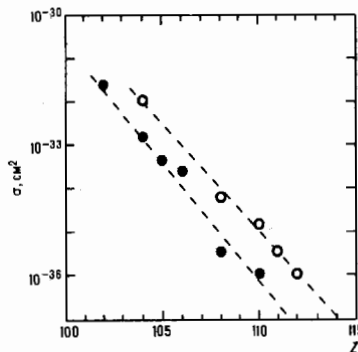


Рис. 2. Зависимость сечения образования трансуранических элементов от их атомного номера Z . Светлые и чёрные кружки — соответственно реакции холодного и горячего слияния.

гия кулоновского взаимодействия. Это требует увеличения массы ядра мишени, т. е. отхода от магич. ядер Pb или Bi. Однако между ${}_{83}\text{Bi}$ и ${}_{90}\text{Th}$ все известные ядра обладают малым временем жизни и приготовить из них мишень практически невозможно. Если мишенью являются изотопы Th или U, а в качестве бомбардирующих ионов использовать изотопы Ca или Ag, то образующиеся составные ядра элемента с $Z=110$ будут иметь $\delta \sim 35$ МэВ. При этом возникают все описанные выше ограничения горячего слияния. Вместе с тем кулоновские силы отталкивания во входном канале реакции будут уменьшены почти на 30%, и это, возможно, снимет некоторые ограничения реакции холодного слияния.

Слияние ядер — сложный коллективный процесс, в к-ром ядерная система испытывает изменения формы от конфигурации двух сближающихся ядер до компактного моноядра. Эти изменения характеризуются сложной динамикой, в к-рой участвуют все нуклоны составного ядра. Отметим, что составная система крайне неустойчива, т. к. при энергии возбуждения $\sim 40-50$ МэВ оболочечные эффекты исчезают и барьер деления становится равным 0. Вопрос заключается в продолжительности процесса деления — успеет ли система «охладиться» (исчезнуть нейтроны), чтобы вновь проявились оболочечные эффекты. Вероятность этого процесса весьма мала, и количества данные могут быть получены лишь экспериментально.

В опытах по синтезу элементов с $Z=108$ и 110 при бомбардировке мишеней из ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{244}\text{Pu}$ ионами ${}^{34}\text{S}$ было показано, что сечение образования конечных продуктов составляет всего 2,5 и 1 нибарны соответственно (1 нибарн = 10^{-36} см²). Эта малая, но конечная величина свидетельствует о том, что лишь 10^{-11} часть от полного сечения реакций ведёт к образованию искомого ядра (9).

Пути к острову стабильности. Для синтеза ядер сверхтяжёлых элементов необходимо выполнение ещё одного условия — получить макс. избыток нейтронов в конечном ядре. Для этих целей должны быть использованы предельные возможности реакции слияния с участием ядер, максимально обогащённых нейтронами. Такими могут быть ${}^{94}\text{Pu}$ или ${}^{98}\text{Sm}$. С-к-рыс подвергается бомбардировке ядрами ${}^{48}\text{Ca}$. Составные ядра с $Z=114$ и 116 будут иметь $N=178$ и 180 и энергию возбуждения ок. 30 МэВ. Это наибольшее приближение к магич. числам 114 и 184, к-рое достижимо в искусств. синтезе сверхтяжёлых ядер.

Попытка синтеза сверхтяжёлых элементов, предпринятая в 1976—86, оказалась безуспешными. Чувствитель-

ность этих опытов была недостаточна, чтобы зарегистрировать распад новых ядер, образующихся с очень малым сечением. Готовятся новые эксперименты по синтезу элемента 114 с чувствительностью в тысячи раз выше, чем во всех предыдущих опытах.

Лит.: 1) Mc Millan E. [e. a.], Radioactive element 93, «Phys. Rev.», 1940, v. 57, p. 1185; 2) Hulet E. K. [e. a.], Spontaneous-fission half-life of FM-258 and nuclear instability, «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 523; 3) Зваря И. [и др.], Химические свойства элемента 104, «Атом. энергия», 1966, т. 21, № 3, с. 83; 4) Петряк К. А., Флеров Г. Н., Стоянное деление урана, «Доклады АН СССР», 1940, т. XXVIII, № 6, с. 1013; 5) Brack M. [e. a.], Funny Hills. The shell-correction approach to nuclear shell effects and applications to the fission process, «Rev. Mod. Phys.», 1972, v. 44, p. 320; 6) Oganessian Y. T., Classical and quantum mechanical aspects in heavy ion collision, «Lect. Notes Phys.», 1975, v. 33, p. 311; 7) Oganessian Y. T. [e. a.], Experimental studies of the formation and radioactive decay of isotopes with $Z=104-109$, «Radiochimica Acta», 1984, v. 37, p. 113; 8) Armbruster P., On the production of heavy elements by cold fusion and nuclear instability, «Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.», 1985, v. 39, p. 13; 9) Lazarev Y. A. [e. a.], New nuclide ${}^{267}108$ produced by the ${}^{238}\text{U}+{}^{34}\text{S}$ reaction, «Phys. Rev. Letters», 1995, v. 75, p. 1903. Ю. Ц. Оганесян.

ТРАНСФОКАТОР — оптическая система с переменным фокусным расстоянием, представляющая собой сочетание телескопич. насадки с объективом. Механизм перемещения отд. элементов насадки Т. обеспечивает плавное изменение масштаба изображения объекта в определ. диапазоне. При этом фокусное расстояние Т. меняется, а глубина изображаемого пространства (глубина резкости) и относительное отверстие Т. остаются неизменными. Часто Т. применяется как кинематичный объект для создания эффекта приближения и удаления объекта съёмки в тех случаях, когда перемещение аппарата нежелательно.

ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛН в плазме — преобразование одного типа колебаний плазмы в другой, обусловленное неоднородностью, нестационарностью либо нелинейностью параметров плазмы (концентрации, температуры, внеш. магн. поля и т. п.). Т. в. обычно реализуется при выполнении нек-рых условий резонанса.

Различают линейную и нелинейную Т. в. Линейная Т. в. происходит в результате линейного взаимодействия нормальных колебаний, возникающего вследствие неоднородности или нестационарности параметров плазмы. В англ. литературе линейная Т. в. в плазме наз. mode conversion. Нелинейная Т. в. в плазме происходит в результате их взаимодействия в неоднородностях, связанными с флукут. колебаниями плазмы или с турбулентностью, т. е. с нелинейностью параметров плазмы. Темп нелинейной Т. в. пропорц. интенсивности флукутаций (турбулентности) и аномально возрастает в случае неустойчивого состояния плазмы.

Линейная Т. в. в неоднородной стационарной плазме. При линейной Т. в. в неоднородной, но стационарной плазме взаимодействуют нормальные колебания, имеющие одну спец. частоту ω , но различные по величине и направлению волновые векторы $k_j(r, \omega)$. Коэф. связи нормальных колебаний пропорц. градиентам параметров плазмы.

Выделяют два качественно различных случая линейной Т. в. в неоднородной плазме, к-рые соответствуют пределам слабой и сильной неоднородности плазмы. При слабой неоднородности плазмы её параметры на характерной длине волны колебаний λ меняются мало, а распространение волн описывается квазиклассич. приближением, причём динамика волновых векторов определяется Гамильтоном уравнениями:

$$dk_j/dt = -\partial\omega/\partial r, \quad dr/dt = \partial\omega/\partial k_j.$$

При сильной неоднородности плазмы параметры меняются значительно на длине взаимодействующих колебаний, т. е. размер неоднородности мал по сравнению с λ . В этом случае линейная Т. в. описывается приближением тонкого переходного слоя или с использованием разрыва параметров плазмы.

Линейная Т. в. при слабой неоднородности плазмы. В квазиклассич. случае волновое поле в оси части объёма плазмы представляется линейной суспензией независимых нормальных колебаний. Однако в искр-вых областях плазмы при сближении или совпадении длин волн разл. нормальных колебаний может выполняться условие резонанса $k_1 \approx k_2$, приводящее к росту амплитуды колебаний и линейной Т. в. Различают 3 типа линейной Т. в. в слабооднородной плазме. Их можно рассмотреть на примере линейного взаимодействия двух видов нормальных колебаний с волновыми векторами $k_1(x)$, $k_2(x)$, к-рые, в частности, соответствует трансформации обыкновенной и необыкновенной волн на частотах $\omega \sim \omega_{pe}$ в магнитоактивной плазме.

Трансформация I типа. Если фазовые скорости волн одного порядка, а область линейной трансформации прозрачна для взаимодействующих волн, то в этой области при резонансе $k_1 \approx k_2$ имеет место след. соотношение:

$$k_1(x) - k_2(x) = k_0 \left((x/L)^2 + \alpha^2 \right)^{1/2},$$

где L — длина неоднородности, причём $k_0 L \gg 1$ и $\alpha \ll 1$ — пропуск. коэф. связи колебаний и характеризуем их макс. сближение. Пространств. эволюция амплитуд волн в области линейной Т. в. определяется канонич. ур-нием:

$$\Psi_{1z} + i\xi\Psi_1 + v\Psi = 0. \quad (1)$$

Здесь $\xi = x/L$, $v = k_0 L \alpha^2 / 2$ — параметр эффективности линейной Т. в.; $l = (2L/k_0)^{1/2}$ — характерный размер области Т. в., малый по сравнению с длиной неоднородности L . Сохранение суммарного потока энергии взаимодействующих волн обеспечивает след. интегралом ур-ния (1):

$$|\Psi_1|^2 + v|\Psi|^2 = \text{const.}$$

Коэф. линейной Т. в., определяемый отношением компонент потока энергии волн вдоль направления неоднородности, равен $T_{12} = T_{21} = \exp(-2lv)$.

Если $\alpha^2 < 0$, компоненты групповых скоростей волн вдоль направления неоднородности антипараллельны, а в области Т. в. имеется слой непрозрачности $|x| < L|\alpha|$. Падающая на область Т. в. волна, напр. типа I, преобразуется в отражённую волну типа 2, а также частично просачивается через слой непрозрачности, называемый обычно волновым барьером. Коэф. трансформации в отражённую волну равен

$$R_{12} = R_{21} = 1 - \exp(-2lv).$$

Трансформация II типа. При взаимодействии быстрой эл.-магн. волны, наз. как модой холодной плазмы, с медленной плазменной волной, фазовая скорость к-рой существенно зависит от тем-ры плазменных электронов T_e , происходит резонансный нагрев плазмы. В окрестности слоя плазменного резонанса, где $\omega_e(r) \approx \omega$, энергия эл.-магн. волны перекачивается в тепловую энергию электронов. В магнитоактивной плазме возможна линейная Т. в. вблизи слоя гибридного резонанса (см. *Взаимодействие волн в плазме*). При этом если эл.-магн. волны распространяются вдоль градиента концентрации, то Т. в. оказывается стопроцентной, а Т. в. при распространении, наклонном к градиенту концентрации, не является полной.

Трансформация III типа. В слабооднородной магнитоактивной плазме возможно пересечение ветвей нормальных колебаний вида

$$k_1 - k_2 = k_0 (x/L)^{1/2}.$$

В этом случае слева от точки пересечения ветвей колебаний ($x=0$) расположен волновой барьер, в глубине к-рого волны затухают, а справа — область распространения, причём компоненты групповых скоростей взаимодействующих колебаний в направлении неоднородности антипараллельны. При такой структуре пересечения ветвей колебаний плазмы Т. в. стопроцентная, т. е. $R_{12} = R_{21} = 1$.

Практически на трассе прохождения волн часто имеются пещ. областей линейной Т. в., а также волновые барьеры. Поэтому эффективность линейной Т. в. др. колебания по всей трассе определяется интерференцией вкладов всех процессов.

В изотропной плоскостной плазме область трансформации поперечной и ленинградской волн ($\omega_{pe} \approx \omega$) отделена от области распространения поперечной волны волновым барьером, поэтому коэф. Т. в. не превышает 50%, а его максимум достигается при малых углах распространения поперечной волны к градиенту концентрации плазмы $\theta \approx (ca/L)^{1/2}$.

Стопроцентная глобальная трансформация падающей из вакуума эл.-магн. волны в плазменную моду достигается, напр., при критич. углах падения $\sin \theta_{кр} = \pm [\omega_H / (\omega + \omega_H)]^{1/2} \sin \alpha$, где ω_H — гироцариста плазменных электронов, α — угол между напр. магн. поля и градиентом концентрации плазмы.

В слабоионизованной неоднородной плазме возможна взаимная линейная трансформация низкочастотных эл.-магн. и магнитогидродинамич. волн (напр., альвеновских, магнитозвуковых) и колебаний нейтральной составляющей (напр., температурных, внутр. гравитационных). При исследовании колебаний в проводящих атмосферах небзд эти волны наз. обычно магнитоатмосферными. Область эфф. линейной трансформации для них определяется условием $\omega L/v_p \sim 1$, где v_p — скорость магнитоактивной волны.

Линейная трансформация волн в сильнонеоднородной плазме. Плазма считается сильнонеоднородной, если её параметры существенно меняются на масштабе $d < c/\omega$ — длины волны излучения в вакууме. В пределе, когда область перехода настолько мала, что её можно считать разрывом ($d \ll c/\omega$), эфф. Т. в. реализуется только при резонансном взаимодействии колебаний в окрестности разрыва, т. е. в условиях близости фазовых скоростей волн. Напр., на резкой границе вакуум — изотропная плазма стопроцентная взаимная трансформация эл.-магн. волн в вакууме и ленинградской волны в плазме происходит при частоте волн

$$\omega = \omega_{pe} / (1 - \beta^2)^{1/2}$$

и почти нормальному к границе распространения падения, т. е. при угле падения

$$\theta = \arcsin [3\beta^2 / (1 + 3\beta^2)]^{1/2},$$

где $\beta = (v_T/c) \ll 1$, v_T — тепловая скорость электронов. В общем случае для размытого разрыва толщиной $d < c/\omega$ эффективность трансформации поперечной волны в ленинговскую невелика и пропорциональна параметру $(\omega d/c)^2$. Однако она может быть высокой и даже стопроцентной, если в переходном слое профиль концентрации плазмы имеет точки экстремума либо перегиба, к-рые совпадают с точками резонанса плазмы $\text{Re} \epsilon_{xx}(\omega, x) = 0$, где $\text{Re} \epsilon_{xx}$ — веществ. часть компоненты ϵ_{xx} тензора диэлектрической проницаемости плазмы, неоднородной в направлении x .

Трансформация волн в двумерно-неоднородной плазме. Линейная Т. в. возможна и в случае двумерной неоднородности плазмы. Напр., известны точно решаемые модели линейной Т. в. при двумерной неоднородности концентрации плазмы, при этом возможна стопроцентная трансформация. При многомерной неоднородности плазмы в области линейной Т. в. возможно дополнительное по сравнению с одномерной неоднородностью усиление амплитуд взаимодействующих колебаний, обусловленное усилением лучевых трюков.

Трансформация мод дискретного и непрерывного спектров. Поскольку плазма как среда имеет четко выраженную микроструктуру в виде микроскопич. потоков заряд. частиц с тепловым разбросом по скоростям, полный набор возможных движений плазмы состоит из двух частей: мод дискретного спектра, у к-рых каждому значению волнового числа k соответствует вполне определённое значение частоты колебаний, задаваемой дисперсионным соотноше-

нием $\omega = \omega_2(k)$, и мод непрерывного спектра, у к-рых нет такой связи. Моды непрерывного спектра представляют собой возмущения ф-ции распределения частиц плазмы в виде микроскопии, модулированных потоков частиц. Для заданного значения волнового числа k отсюда непрерывного спектра имеет частоту $\omega = kv$, где v — скорость частиц микропотока, являющаяся свободным параметром. Напр., периодическое в пространстве макроскопич. возмущение плотности плазмы дл. связанное с возбуждением мод непрерывного спектра, является суперпозицией микропотоков, каждый из к-рых обладает собств. частотой:

$$\delta n = \int dv f(v) \exp(ikvt - ikx). \quad (3)$$

Возмущение (3) вследствие интерференции вкладов микропотоков довольно быстро затухает, хотя каждая мода непрерывного спектра является незатухающей.

Линейная трансформация мод непрерывного и дискретного спектров в неоднородной плазме происходит при выполнении условия резонанса $\omega_2 = \omega = kv$, выделяющего конкретную моду непрерывного спектра (характеризуемую параметром v), и может в результате привести к проследованию барьеров непрозрачности (см. *Эхо плазменное*). Частным случаем линейной трансформации мод непрерывного и дискретного спектров является баллистическая трансформация, к-рая характеризуется двухступенчатой схемой передачи энергии мод: сначала мод дискретного спектра и моды непрерывного, а затем моды непрерывного спектра трансформируются опять в дискретные. Такая Т. в. состоит в следующем. При резонансном взаимодействии эл.-магн. волны с плазмой происходит периодич. пространств. группировка частиц, захваченных в потенци. яму волн, т. е. трансформация эл.-магн. волны в моды непрерывного спектра, связанные с захваченными частицами. Затем, набегая на барьер непрозрачности, эл.-магн. волна отражается, а сгруппированные ею захваченные частицы прорастают вперед и возбуждают за барьером непрозрачности (при выполнении условий резонанса $k_2 = \omega/v$ и фазовой когерентности) др. моду дискретного спектра. В случае бесстолкновительной слабооднородной плазмы с достаточно малым уровнем турбулентности исходная эл.-магн. волна может затухнуть, передав всю свою энергию захваченным частицам. Эффективность баллистич. трансформации может быть порядка 100%.

Линейная Т. в. в однородной нестационарной плазме. Линейная Т. в. происходит и в однородной плазме, если её параметры, напр. концентрация, с течением времени меняются, т. к. нестационарность параметров приводит к взаимодействию нормальных колебаний. В однородной нестационарной плазме линии волн взаимодействующих нормальных колебаний одинаковы, поэтому резонансный обмен энергией имеет место при сближении либо пересечении частот нормальных колебаний $\Omega_1(t)$. Если частоты достаточно отделены друг от друга, то преобразование волн происходит при сильной нестационарности, соответствующей условию $\Omega_1 \tau \ll 1$, где τ — характерное время изменения параметров плазмы. В обратном случае $\Omega_1 \tau \gg 1$ линейное взаимодействие нормальных колебаний носит адиабатич. характер с экспоненциально малой эффективностью перекачки энергии. Необходимо иметь в виду, что одно нормальное колебание может представлять разный по физ. свойствам тип волн, поэтому в действительности слабая эффективность линейной трансформации нормальных колебаний может соответствовать смене типа волн. Примером служит линейная трансформация магнитозвуковых волн, распространяющихся под малым углом θ к магн. полю в однородной плазме с медленно меняющейся во времени плотностью $\rho_0(t)$. Возмущения плотности плазмы др и магн. поля δH_x подчиняются ур-ниям связанных осцилляторов:

$$[d^2/dt^2 + k^2 v^2(t)] \delta H_x = \theta(k^2 c_s^2 H_0 \delta \rho / \rho_0),$$

$$[\rho_0 d/dt \rho_0^{-1} d/dt + k^2 c_s^2] \delta \rho = \theta(k^2 H_0 \delta H_x / 4\pi k).$$

где c_s , v_s — соответственно скорость звука и альвеновская

скорость. Существенное сближение частот нормальных колебаний

$$\Omega_{1,2}(t) = 0,5 k^2 \{c_s^2 + v_s^2 \pm [(c_s^2 - v_s^2)^2 + 4 \theta^2 c_s^2 v_s^2]^{1/2}\}$$

происходит при $\theta \ll 1$, если альвеновская скорость, изменяясь, в нек-рый момент совпадает со звуковой. Полагая

$$v_s(t) = c_s(t) / \tau(t)$$

с характерным временем нестационарности τ , получаем длительность резонансного взаимодействия нормальных колебаний $\Delta t \approx (\tau(\omega_s))^{1/2}$, $\omega_s = k_s c_s$. В данном случае линейная Т. в. относится к I типу, точки пересечения ветвей колебаний находятся в комплексной плоскости t : $t_{1,2} = \pm 2i\theta t$. Нормальное колебание с частотой Ω_1 слева от области трансформации ($t < -2\theta t$) является медленным звуком $\Omega_1 \approx k_s c_s$, а справа ($t > 2\theta t$) оно представляет быстрый магнитозвуковый волн $\Omega_1 \approx k_s v_s(t)$. Для нормального колебания с частотой Ω_2 ситуация обратная. В итоге высокий кпл взаимного преобразования магнитозвуковых волн достигается при условии слабой нестационарности $\omega_s \tau \gg 1$, что, однако, отвечает экспоненциально малому коэф. трансформации нормальных колебаний.

Нелинейная Т. в. в плазме. Нелинейная Т. в. обусловлена резонансным взаимодействием волн на неоднородностях плазмы, связанных с флукуац. колебаниями либо турбулентностью. В частности, поперечная волна с частотой ω , и волновым вектором k , преобразуется в продольную волну с частотой ω_L и волновым вектором k_L при выполнении условий резонансного трёхволнового взаимодействия:

$$\omega_1 = \omega_L + \omega_f, \quad k_1 = k_L + k_f,$$

где ω_f , k_f — частота и волновой вектор флукуац. колебания. Эффективность нелинейной Т. в. определяется соотношением между интенсивностью возбуждения продольной волны I_L в плазменном объёме V и плотностью потока энергии S в поперечной волне $S_f = cE^2 N(\omega_f) / 8\pi$, $N(\omega) = [\epsilon(\omega)]^{1/2}$. В изотропной однородной плазме дифференц. коэф. нелинейной трансформации поперечной волны в продольную равен

$$dI_L/dt = \frac{r_e^2 \omega_f^2 N(\omega_f)}{4\pi \beta^2 \omega^2 N(\omega)} \left[1 + \frac{k^2 \omega_f}{k^2 \omega_L} \right]^2 W(\omega_f, k_f) \sin \theta d\omega_L d\theta_L.$$

Здесь r_e — классич. радиус электрона; θ — угол между векторами k_1 и k_L ; $d\theta_L$ — элемент телесного угла в пространстве волновых векторов k_L ; $W(\omega, k) = \langle (\delta n_s)^2 \rangle_{\omega, k}$ — спектр флукуацуй концентрации плазменных электронов; $\beta^2 = 3T_e / m_e c^2$.

Аналогично происходит в однородной изотропной плазме нелинейная трансформация продольной волны в поперечную с дифференц. коэф.

$$dI_L/dt = \frac{r_e^2 \omega^2 N(\omega)}{4\pi \beta^2 \omega_L^2 N(\omega_L)} \left[1 - \frac{k^2 \omega_f}{k^2 \omega_L} \right]^2 W(\omega_f, k_f) \sin^2 \theta d\omega d\theta.$$

Поскольку спектр флукуацуй концентрации плазмы имеет максимумы на частотах $\omega_f \approx 0$, $\omega_f \approx \pm \omega_{pe}$, в процессе нелинейной Т. в. эффективнее возбуждаются поперечные волны с частотами $\omega_L \approx \omega_{pe}$, $\omega_L \approx 2\omega_{pe}$.

Т. в. в плазме исследуется при изучении след. проблем: нагрев плазмы волнами при преобразовании эл.-магн. излучения в плазменные моды; генерация эл.-магн. излучения; просветление волновых барьеров в приложении к проблеме связи; вывод энергии из плазмы за счёт преобразования продольных волн в поперечные на градиенте плотности плазмы; стабилизация неустойчивостей либо создание петель обратной связи в парамерич. процессах для реализации режима абс. неустойчивости; генерация сильных продольных полей для ускорения заряж. частиц и др.

Лит.: Гинтбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Голант В. Е., Пилия А. Д., Линейная трансформация и поглощение волн в плазме, «УФН».

1971, т. 104, в. 3, с. 413; Ерохин Н. С., Моисеев С. С., Вопросы теории линейной и пеллиевой трансформации волн в неоднородных средах. «УФН», 1973, т. 109, в. 2, с. 225; Электродинамика плазмы, М., 1974; Жугжда Ю. Д., Джагидов П. С., Линейная трансформация магнито-акустических равантановых волн в наклонном магнитном поле, «Физика плазмы», 1983, т. 9, в. 5, с. 1006.

П. С. Ерохин, Ю. Д. Жугжда.

ТРЕК (от англ. track—след, путь)—след, оставляемый заряд. частицей в веществе, регистрируемый т. н. *трековыми детекторами частиц*.

ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ—детекторы заряд. частиц и ядерных фрагментов, регистрация к-рых сопровождается появлением наблюдаемых следов (треков), повторяющихся траекторно частицы или фрагмента. По этой причине Т. д. ч. часто наз. визуальными. К Т. д. ч. относят конденсационные (Вильсонова и диффузионная) камеры, пузырьковую, стримерную и искровую камеры, ядерные фотомультип. и твердотельные пленочные детекторы. Механизмы действия Т. д. ч. разнообразны. В *Вильсоновой* камере и *диффузионной* камере—это конденсация пересыщенного пара на ионах, образованных ионизирующей частицей в газе; в *пузырьковой камере*—искипячение перегретой жидкости в точках высокого локального энерговыделения (≥ 1 кэВ) на траектории частицы; в *стримерной камере*—появление пространственно локализованных слабосветящихся электронных лавин (стримеров) размером ≤ 1 мм, к-рые вырастают в сильном импульсном электрич. поле на сгустках ионизации, созданных след. частицей. В *искровой камере* вдоль колонки лавин (стримеров) происходит искровой пробой, так что след представляет собой яркий тонкий плазменный шнур. Треки в *ядерной фотографической эмульсии* возникают вследствие активации ионизирующей частицей микрокристаллов AgBr и образования на них при последующем проявлении зрен металlica, серебра. В *диэлектрических детекторах* (стекла, слюда, лексан и нек-рые др. органич. полимеры) трек образуется в результате локального разрушения структуры материала сильно ионизирующей частицей, что выявляется в процессе травления.

Регистрация следов в Т. д. ч. производится прямым фотографированием (в конденсационных, пузырьковых, искровых камерах), фотографиярованием с прецизионным электронно-оптич. усилением изображения (в стримерных камерах); с помощью микроскопа (ядерные фотомультип. и пленочные детекторы).

Следы однократно заряд. релятивистских частиц в большинстве Т. д. ч. имеют характерную структуру, т. е. состоят из отд. элементов (канслек, пузырьков, светящихся лавин, или стримеров, збреи) и их сгустков. В *искровой камере* всегда (а в др. детекторах при большой плотности ионизации вдоль следа) треки представляют собой сплошные, почти бесструктурные образования.

Малые размеры структурных элементов следа (ок. 1 мкм в ядерных фотомультип., 10—40 мкм в конденсационных и пу-

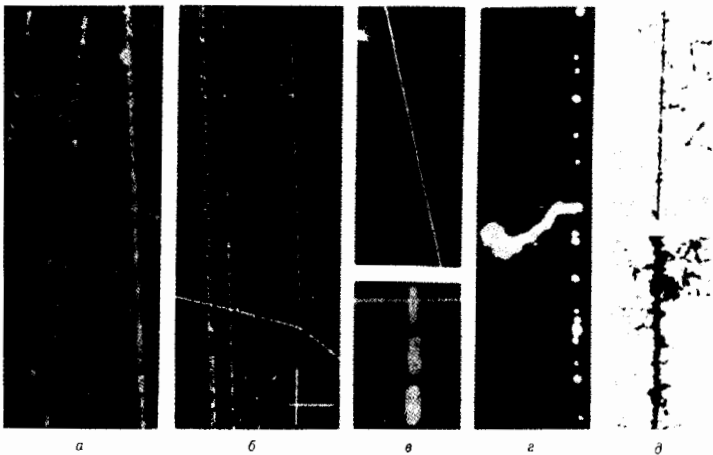
зырьковых камерах, 0,05—1,0 мм в стримерных и искровых камерах) позволяют применять Т. д. ч. в качестве *координатных детекторов* (позиционно-чувствительных) для измерения пространственно-угл. характеристик траекторий частиц, а также их импульсов (по отклонению в магн. поле). Изучение же многократного «рассеяния» трека и его структуры, т. е. числа или др. характеристик распределения элементов следа или разрывов между ними, дает возможность судить о скорости и заряде частицы. Однако осн. достоинством Т. д. ч. является наглядность и достоверность регистрации пространств. картины взаимодействия частиц, в связи с чем Т. д. ч. нередко используют в качестве т. н. «вершинных» детекторов в крупномасштабных *комбинированных системах детекторов*.

К недостаткам Т. д. ч. относятся необходимость поиска событий и сложность анализа изображения следа. Автоматизация этих процессов сопряжена с трудностями, что сдерживает скорость просмотра и обработки больших массивов данных. Благодаря компьютеризации сбора и обработки информации различие между трековыми и др. детекторами заряд. частиц, обладающими мелкоячеистой структурой (многопроволочные *пропорциональные камеры* и *дрейфовые камеры*, *цилиндрические детекторы на волновых* и *стриповые полупроводниковые детекторы*), стирается из-за возможности визуализации зарегистрированных ими координат следов на экране видеодисплея.

В развитии ядерной физики, физики элементарных частиц Т. д. ч. сыграли выдающуюся роль. С их помощью были обнаружены ядерные реакции и реакции взаимодействия и распада элементарных частиц, а также открыт ряд элементарных частиц—позитрон, мюон, заряд. пионы, странные и очарованные частицы. Т. д. ч. (за исключением конденсационных камер) широко используются и в совр. ядерно-физ. экспериментах.

Лит.: Беккерман И. М., Невидимое оставляет след, 2 изд., М., 1970; Fabian C., Fisher H., Particle detectors, «Repts Progr. Phys.», 1980, v. 43, p. 1003; Leo W. R., Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach, В.—[а. о.], 1987; Будагов Ю. А., Мерзон Г. И., Ситар В., Чечин В. А., Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988; Sitar V., Merzon G. I., Chashin V. A., Budagov Yu. A., Ionization measurements in high-energy physics, В.—[а. о.], 1993, Т. II. Мерзон.

ТРЕНИЕ ВНЕШНЕЕ—механич. сопротивление, возникающее в плоскости касания двух соприкасающихся тел при их относит. перемещении. Сила сопротивления F , направленная противоположно относит. перемещению тел,



Фотографии следов быстрых заряженных частиц в трековых детекторах: а—камера Вильсона; б—пузырьковая камера; в—искровая камера; г—стримерная камера; д—ядерная фотомультип.

наз. силой трения. Т. в.—диссипативный процесс, сопровождающийся выделением тепла, электризацией тел, их разрушением и др. [2].

Различают Т. в. скольжения и Т. в. качения. Характеристики первого—коэф. Т. в. скольжения f_c —безразмерная величина, равная отношению силы Т. в. к нормальной силе, прижимающей тела друг к другу; характеристика второго—коэф. Т. в. качения f_k , представляет собой отношение момента Т. в. качения к нормальной силе (имеет размерность длины). Для характеристики данной пары Т. в. необходимо указать внеш. условия (нагрузку, скорость, шероховатость, темп-ру, смазку), к-рые влияют на величину Т. в. не меньше, чем природа трущихся тел.

Трение скольжения. Если внеш. тангенциальная сила, лежащая в плоскости соприкосновения двух тел, недостаточна для скольжения одного тела по поверхности другого, то возникающая при этом сила сопротивления движению наз. неполной силой Т. в.; она вызвана малыми (~микротрещин) частично обратимыми перемещениями в зоне контакта, величина к-рых пропорц. приложенной силе и изменяется с увеличением последней от 0 до нек-рого макс. значения, наз. силой трения покоя (или предельной силой трения). Любое превышение внеш. силы над силой Т. покоя вызывает скольжение тела. При этом имеют место необратимые отност. перемещения, величина к-рых не зависит от тангенциальной силы. Действующая на тело сила сопротивления движению относится к радиусу неконсервативных сил.

Вследствие волнистости и шероховатости каждой из поверхностей касание двух твёрдых тел происходит в дискретных областях, т. н. пятнах касания [3]. Пятна касания—это элементарные площадки контакта, возникающие в результате упругих или пластич. деформаций неровностей поверхности соприкасающихся тел. Размеры пятен касания зависят от свойств контактирующих тел и условий нагружения и колеблются в пределах от 1 до 50 мкм. На нятых касания возникают силы сцепления двух тел (адгезия, хим. связи, взаимная диффузия и др.), т. е. образуются т. н. мостики [4].

При скольжении тел пятна касания мигрируют по поверхности тел. Этот процесс сопровождается объёмным деформированием тонких приповерхностных слоёв. При этом расходуется определ. работа по преодолению сил сцепления на пятнах касания (разрушение мостиков) и на образование новых очагов сцепления. Каждое пятно касания, т. н. фрикционная связь, существует лишь ограниченное время. Продолжительность жизни фрикционной связи—важная характеристика, т. к. определяет темп-ру, развивающуюся при Т. в., износостойкость и др. Т. о., процесс Т. в. представляет собой объёмное деформирование весьма тонких приповерхностных слоёв каждого из тел, изменяющих свои свойства под влиянием окружающей среды [8], сопровождающееся разрушением мостиков между трущимися поверхностями. Объём слоя, втянутого в деформацию, тем больше, чем прочнее фрикционные связи.

В зависимости от характера объёмного деформирования приповерхностного слоя различают Т. в. при упругом и пластич. контакте. С др. стороны, в зависимости от соотношения прочности на срез мостика и прочности нижележащих слоёв материала различают адгезионный сдвиг (разрушение мостика по границе его образования) и когезионный сдвиг (разрушение мостика на нек-рой глубине). Тот или иной вид Т. в. зависит от отност. глубины внедрения отд. неровностей и тангенциальной прочности мостика.

При определ. условиях Т. в. переходит во внутр. трение, при к-ром в зоне контакта нет скачка скорости при переходе от одного тела к другому. Для жёсткого сферич. сегмента радиусом r , скользящего по неупругому деформируемому материалу, это произойдёт, когда $h/r > (1/2)(1 - 2\nu/\sigma_s)$, где h —глубина внедрения; ν —сопротивление срезу мостика; σ_s —предел текучести деформируемого материала. Т. к. h зависит от нагрузки и механич. свойств материалов, то для каждой пары Т. в. существует

своя предельная нагрузка, выше к-рой Т. в. нарушается. При нулевой прочности мостика (идеальная смазка) отност. внедрение h/r может достигнуть 1/2. При $\nu = \sigma_s/2$ внеш. Т. в. невозможно даже при нулевом внедрении. Чем меньше ν , тем с большей вероятностью осуществляется Т. в. Обязательное условие Т. в.—соблюдение правила градиента механич. прочности, согласно к-рому материал должен повышать свою прочность вглубь от зоны контакта. Это осуществляется нанесением разл. защитных плёнок, имеющих малое ν , или смазочных материалов, пластифицирующих тонкие поверхностные слои (эффект Ребиндера) [8], а также размягчением тонкого приповерхностного слоя за счёт теплоты Т. в. В глубоком вакууме Т. в. реализуется с трудом, из-за того что поверхности тел свободны от плёнок и мостики образуются между самими трущимися материалами.

Сила Т. в. определяется двумя группами факторов, как зависящими от нормальной нагрузки P , так и не зависящими от неё. Чаше всего она подчиняется биполомальному соотношению вида $F = A + BP^2$, откуда при $A \neq 0$ и $\chi = 1$ получается закон Кулона, а при $A = 0$ и $\chi = 1$ —закон Амонтона. Применяя разл. расчётные модели, получают зависимость силы Т. в. от нагрузки, шероховатости, механич. свойств, прочности мостиков. Напр., для модели шероховатой поверхности в виде системы жёстких сферич. сегментов одинакового радиуса r , вершины к-рых нек-рым образом распределены по высоте (в предположении, что тангенциальная прочность мостиков определяется выражением $\tau = \tau_0 + \beta P_n$, где τ_0 —прочность мостика на срез при отсутствии сжимающей нагрузки, P_n —фактич. давление на контакте, β —коэф. упрочнения мостика), зависимость коэф. Т. в. от отност. внедрения имеет вид [3]:

$$f_c = \tau_0/P_n + 0,9\beta + 0,55\nu(\nu-1)K_1\sqrt{h_2}/r, \quad (*)$$

где K_1 —постоянный коэф.; h_2 —глубина внедрения при движении (может быть выражена как ф-ция нагрузки, шероховатости, механич. свойств материалов). Для принятой модели при пластич. контакте $h_2 = h_{\max}(2E_p/bP_n)^{1/2}$, где h_{\max} —макс. высота неровности, E_p —когезионное давление, P_n —обычно принимаем равным твёрдости деформируемого материала [3], b и ν —характеристики шероховатости поверхности. Первые два члена ф-лы (*) учитывают поверхностные свойства материалов (молекулярная составляющая f_c), последний ν —объёмные (механич. составляющая f_c). Т. к. обычно $\nu = 3$, то f_c будет возрастать при увеличении P_n в степени 1/6, т. е. практически оставаясь неизменным при увеличении нагрузки. Уровень f_c будет зависеть от значений τ_0 и β . С увеличением P_n , практически равным твёрдости, f_c будет уменьшаться. При упругом контакте, когда $0 \leq P_n \leq c\sigma_s$ (где c —коэф., зависящий от формы внедряющейся шероховатости и упрочнения деформируемого материала), можно ограничиться лишь первыми двумя членами ф-лы (*). При этом f_c будет уменьшаться при увеличении нагрузки, поскольку P_n будет возрастать. При увеличении нагрузки P контакт переходит из упругого в пластич. состояние в нек-рой точке A (рис.), ордината к-рой слит поле графика на зону Кулона (слева) и зону Амонтона (справа). Наиб. трудной задачей теории является расчёт т. [1].

Значит, напряжения и деформации, возникающие на единичных фрикционных связях, приводят к провальной релаксационной деформации. Поэтому чем больше время неподвижного контакта, тем больше взаимное внедрение контактирующих неровностей и соответственная большая сила Т. в. [2]. Увеличение скорости приложения сдвигающей силы приводит также к росту силы Т. в.

Выделяющаяся при Т. в. теплота способствует протеканию ряда процессов, смя-



занных со структурными превращениями поверхностных слоёв, процессами избирательной диффузии и др. [6]. При скоростях скольжения $10\text{--}100\text{ м/с}$ темп-ра поверхности может быть $100\text{--}1000\text{ }^\circ\text{C}$. Высокая темп-ра поверхности T_v достигается почти мгновенно, она пропорц. скорости скольжения, давлению (обычно равному твёрдости) и обратно пропорц. теплопроводности [7]. Проявление релаксационных свойств материалов при малых скоростях скольжения (до 1 м/с) и снижение механич. свойств за счёт нагрева при больших скоростях скольжения приводят к переходу коэф. T_v через максимум при увеличении скорости скольжения [5]. Для хрупких телостойких материалов эта закономерность слабо выражена. Вследствие зависимости f_c от продолжительности неподвижного контакта и скорости скольжения возникают релаксационные колебания при T_v .

Потребности новой техники, где имеют место высокотемпературные и высокотемпературные режимы, привели к широкому применению разл. смазочных материалов (как жидких, так и твёрдых) и созданию спец. самосмазывающихся материалов.

Трение качения— важная разновидность T_v , широко используемая в технике вследствие низкотжных значений силы T_v качения по сравнению с T_v скольжения. Причины T_v качения: потери на упругий гистерезис, связанный со сжатием под нагрузкой катящегося тела и материала основания; работа, затрачиваемая на передислоцирование материала в результате формирования валика перед катящимся телом; преодоление мостиков сцепления. При достаточном прогибных размерах площадки касания в зоне контакта возникает проскальзывание, приводящее к уже рассмотренному выше T_v скольжения, т. е., согласно Рейнольдсу, материал катящегося тела в зоне касания рвется, а материал основания растянут. Для расчёта коэф. сопротивления перекатыванию можно пользоваться флэй $f_c = FR^2/P^2$, где R — радиус катка. В зависимости от выбранной модели величины χ и μ принимают разл. значения, а f_c выражается в зависимости от геом. характеристик и свойств материалов. При больших скоростях качения, сопоставимых со скоростью распространения деформации в теле, сопротивление перекатыванию резко увеличивается и тогда выдвигается переходить к T_v скольжения.

Лит.: 1) Ахматов А. С., Молекулярная физика граничного трения, М., 1963; 2) Дерягин Б. В. Что такое трение?, 2 изд., М., 1963; 3) Краевский И. В., Добычин М. Н., Комбаров В. С., Основы расчетов на трение и износ, М., 1977; 4) Бюден Ф. П., Тейбор Д., Трение и смазка твердых тел, пер. с англ., М., 1968; 5) Бартегов Г. М., Лаврентьев В. В., Трение и износ полимеров, Л., 1972; 6) Поверхностная прочность материалов при трении, под ред. Б. И. Костенко, К., 1976; 7) Щедров В. С., Температура на скользящем контакте, в сб.: Трение и износ в машинах, сб. 10, М., 1955; 8) Лихман И. И., Ребиндер П. А., Краевский Г. В., Влияние поверхностно-активной среды на процессы деформации металлов, М., 1954.

И. В. Краевский, М. Н. Добычин.

ТРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ— величина, характеризующая трение *внешнее*. В зависимости от вида перемещения одного тела по другому различают T_v скольжения и качения.

Коэф. трения скольжения f_c — отношение силы трения F к реакции N , возникающей при приложении нагрузки, прижимающей одно тело к другому и направленной по нормали к поверхности касания: $f_c = F/N$. В зависимости от величины тангенциальной силы (см. рис. к ст. *Трение внешнее*) различают коэф. неполного трения скольжения, коэф. трения покоя и коэф. трения скольжения. Все эти T_v могут изменяться в широких пределах в зависимости от шероховатости и влажности поверхности, характера пленок, покрывающих поверхности. Для протяжённого контакта они мало изменяются с изменением нагрузки. В зависимости от величины T_v скольжения нары трения делят на две группы: фрикц. материалы, имеющие большой T_v к— обычно $0,3\text{--}0,35$, редко $0,5\text{--}0,6$, и антифрикционные, имеющие T_v к. без смазки $0,15\text{--}0,12$, при граничной смазке $0,1\text{--}0,05$.

Сопротивление свободному качению твёрдого тела (напр., колеса) характеризуют коэф. трения качения f_k —

отношением момента M сопротивления перекатыванию к нормальной нагрузке: $f_k = M/N$. Если на колесо действуют ведущий или тормозной моменты, то коэф. сцепления ψ колеса с дорожным покрытием определяется равенством: $\psi = T_c/P$, где T_c — полезная сила трения скольжения, возникающая между катящимся колесом и дорогой. Коэф. f_c и ψ существенно зависят от природы трущихся тел, характера покрывающих их слоёв и скорости качения. Обычно для сталей (сталь по стали) $f_k = 0,001\text{--}0,002$ см. При движении автомобиля со скоростью 80 км/ч T_v к. колёс по асфальту $f_k = 0,02$ см и резко возрастает с увеличением скорости. Коэф. сцепления ψ на сухом асфальте доходит у автомобильных колёс до $0,8$, а при наличии плёнки воды снижается до $0,2\text{--}0,1$.

И. В. Краевский.

ТРЕТИЙ ЗВУК— см. Звук в сверхтекучем гелии.

ТРЕТЬЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ (Нерста теорема)— закон термодинамики, согласно к-рому энтропия S равновесной системы стремится к конечному пределу, не зависящему от давления, плотности, др. термодинамич. параметров или *фазы*, при стремлении темп-ры к абс. нулю. Установлено экспериментально В. Нерстом (W. Nernst, 1906). Т. н. т. справедливо, напр., для всех чистых кристаллич. веществ, квантовых жидкостей и газов.

Согласно второму началу термодинамики, энтропия определяется лишь с точностью до постоянного слагаемого S_0 . В 1911 М. Планк (M. Planck) предложил принять состояние при 0 К за начальное и считать, что $\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$.

т. е. $S_0 = 0$. Тогда энтропия любого состояния определяется однозначно как абсолютная энтропия. Определение Планка удобно с точки зрения квантовой механики, к-рая тогда позволяет однозначно определить значения хим. констант (константы равновесия хим. реакций), что выводит за пределы формальной термодинамики.

Нерст установил свою теорему, используя теорию хим. средств и хим. констант (см. *Химическая термодинамика*). Хим. средство определяется макс. работой $I = -\Delta G$, где ΔG — разность *Гиббса энергии* (ф-ий темп-ры и давления) реагирующих веществ и удовлетворяет термодинамич. соотношению

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S, \quad (1)$$

где ΔH — разность *тепловой* реагирующих веществ. Член $T\Delta S$ при низких темп-рах очень мал, особенно в реакциях с участием конденсированных фаз. На этом основано правило Бертоло, согласно к-рому теплота реакций, идущих самонормально, положительна. Однако когда преобладает член $T\Delta S$, это правило несраведливо и реакция может быть эндотермической. Теорема Нерста состоит в предположении, что при стремлении абс. темп-ры к нулю обращается в нуль не только $T\Delta S$, но и ΔS . Отсюда с использованием *Гиббса—Гельмгольца уравнения* следует, что обращаются в нуль теплоёмкости при пост. давлении C_p и пост. объёме C_v :

$$\lim_{T \rightarrow 0} C_p = \lim_{T \rightarrow 0} C_v = 0. \quad (2)$$

Из Т. п. т. следует, что кривые $\Delta H(T)$ и $\Delta G(T)$ должны иметь горизонтальную касательную при $T \rightarrow 0$ (рис.).

Т. к. из второго начала термодинамики следует $(\partial S/\partial P)_T = -(\partial V/\partial T)_P$ и $(\partial S/\partial V)_T = (\partial P/\partial T)_V$, а, согласно Т. п. т., $\lim_{T \rightarrow 0} (\partial S/\partial P)_T = \lim_{T \rightarrow 0} (\partial S/\partial V)_T = 0$, то при $T \rightarrow 0$ ко-



эф. теплового расширения $V^{-1}(\partial V/\partial T)_P$ и изохорный коэф. давления $(\partial P/\partial T)_V$ стремятся к нулю. Т. н. г. не применимо к веществам, к-рые не находятся в состоянии полного статистич. равновесия, напр. к аморфным телам (см. *Аморфное состояние*) или неупорядоченным сплавам, к-рые могут существовать и при очень низких темп-рах как «замороженные» метастабильные состояния с очень большим временем жизни. Сомнения в справедливости Т. н. т. высказывались в связи с его неприменимостью к неодобным веществам. Статистич. механика квантовых систем проясняет физ. смысл теоремы Нернста. Принцип Больцмана в формулировке Планка связывает энтропию со *статистическим весом* состояния W соотношением

$$S = k \ln W. \quad (3)$$

При $T=0K$

$$S_0 = k \ln W_0; \quad (4)$$

если осн. состояние невырождено, то $W_0=1$ и $S_0=0$.

Однако, как показано Х. Крамерсом (Н. А. Крамерс) и Х. Касимиром (Н. В. Casimir), дискретность уровней лишь косвенно связана со стремлением энтропии к нулю. Даже если осн. уровень вырожден и $W_0 \gg 1$, но *термодинамической предел* $\lim_{V \rightarrow \infty} (\ln W_0/V) = 0$, то можно считать, что $S_0=0$.

Для макроскопич. тел квантовые уровни расположены чрезвычайно плотно и расстояние между ними стремится к нулю в термодинамич. пределе. Влияние дискретности квантовых уровней на поведение энтропии при стремлении темп-р к нулю могло бы быть обнаружено лишь при очень низких темп-рах, не достижимых экспериментально. Наблюдаемое поведение энтропии проявляется при гораздо более высоких темп-рах (когда длина волны де Бройля, соответствующая энергии ср. теплового движения частиц, становится сравнимой со ср. расстоянием между ними) и связано с явлением квантового вырождения газов и жидкостей (см. *Вырожденный газ*, *Вырождение температуры*).

Темп-ра Θ (в энергетич. единицах), при к-рой начала бы сказываться дискретность уровней, равна разности энергий первого возбужденного уровня ϵ_1 и осн. уровня ϵ_0 , т. е. $\Theta_1 = \epsilon_1 - \epsilon_0$, а поскольку спектр макроскопич. тел практически непрерывен, это очень низкие ненаблюдаемые темп-ры. Напр., для идеального газа из атомов с массой m в объёме $V=L^3$

$$\epsilon_1 - \epsilon_0 = \frac{h^2}{2m} k_{\min}^2 = h^2 / (2mV^{2/3}), \quad (5)$$

где $k_{\min} = 2\pi/L$ — мин. значение волнового вектора. Для кристаллич. решётки

$$\epsilon_1 - \epsilon_0 = h v_s k_{\min} = h v_s / V^{1/3}, \quad (6)$$

где v_s — скорость звука в среде.

В действительности поведение энтропии, требуемое Т. н. т., начинает проявляться при значительно более высоких темп-рах. Для идеального *бозе-газа* соответствующее поведение энтропии начинает проявляться при темп-рах порядка темп-ры вырождения:

$$\Theta_0 = \frac{h^2}{m} \left(\frac{N}{V} \right)^{2/3}, \quad (7)$$

и для идеального *ферми-газа* — при темп-рах, соответствующих макс. энергии частиц при абс. нуле темп-ры (*ферми-энергии*); величина этой темп-ры определяется тем же выражением (7), но для электронов в металле Θ_0 может быть очень большой ($\sim 10^4$ K) из-за малости их *эффективных* масс.

Для кристаллич. решёток Т. н. т. начинает проявляться при темп-рах порядка *Добая температуры*:

$$\Theta_D = h v_s \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{1/3}.$$

Пропорциональность темп-ры вырождения постоянной Планка показывает, что Т. н. т. связано с квантовыми свойствами системы.

В отличие от первого и второго начал термодинамики, нет общего доказательства Т. н. т. на основе статистич. механики. Для того чтобы обосновать Т. н. т. для общего случая, нужно было бы исследовать распределение собственных значений *гамильтониана* системы вблизи осн. уровня. Во всех случаях, когда нук. часть спектра можно представить в виде идеального газа квазичастиц (ферми-или бозе-типа), Т. н. т. оказывается выполненным.

Лит.: 1) Ван-дер-Ваальс И. Д., Констам Ф. Кур термостатика, пер. с нем., ч. 1, М., 1936, гл. 2; 2) Хаар Д., Вергеланд Г., *Элементарная термодинамика*, пер. с англ., М., 1968; 3) Кубо Р., *Термодинамика*, пер. с англ., М., 1970; 4) Wilks J., *The Third law of thermodynamics*, Oxf., 1961; 5) Клейн М., *Законы термодинамики*, в сб.: *Термодинамика необратимых процессов*, пер. с англ., М., 1962; 6) Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971, § 11; 7) Casimir H. B., *Über die statistische Begründung des nerstischen Wärmetheorems*, *Z. Phys.*, 1963, Bd 171, S. 246. Д. Н. Зубарев.

ТРЕТЬЯ КОСМИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ — см. *Космическая скорость*.

ТРИБОЛОМИНЕСЦЕНЦИЯ — *люминесценция*, возникающая при растирании, раздавливании или раскалывании кристаллич. тел. Причины Т. различны; в нек-рых случаях она объясняется возбуждением *фотолюминесценция* электрич. разрядами, происходящими при раскалывании кристаллич. тела, в др. случаях она вызывается движением *дислокаций* при деформации.

ТРИБОМЕТРИЯ — система методов и средств измерения сил трения, фрикционного разогрева, износа и несущей способности трущихся тел, а также определения шероховатости, контактной деформации при разл. видах трения и изнашивания с обязательной оценкой погрешности измерений. Измерения и оценки, полученные непосредственно в процессе фрикционного взаимодействия, позволяют простыми расчётами определить величины коэф. трения, интенсивности изнашивания, допустимых нагрузок, скоростей и темп-р (последнее особо важно при использовании смазки).

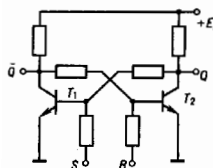
Силу трения измеряют по углу закручивания вала, по потребляемой мощности, по деформации силоизмерителя — упругого элемента (динамометра), воспринимающего нагрузку. Чаще всего используют электрич. силоизмерители, включающие в себя чувствит. элемент, преобразователь, усилитель и регистрирующий прибор. Обычно применяют тензорезисторные и индуктивные преобразователи, а также цифровые приборы. Наряду с контактными методами замера скорости и темп-ры (тахогенераторы, термопары) получают распространение бесконтактные методы (напр., фотоэлектрический и инфракрасный).

Т. реализуется, напр., с помощью универсальных машин трения, имеющих соответствующее общее измерит. системы и общий привод для нек. испытат. схем. При этом производятся замеры сил трения, темп-ры, нагрузки, частоты вращения, а также автоматизированное управление экспериментом и обработкой его результатов, что позволяет с учётом стохастич. природы трения учесть виды распределения параметров, оценить их дисперсию, погрешность при определении фрикционно-износных характеристик. Это важно для сооставления результатов испытаний, осуществляемых на разл. машинах, а особенно при сопоставлении результатов ускоренных испытаний, основанных на моделировании трения и изнашивания. Испытания, выполняемые на разл. машинах трения, проводятся, как минимум, в три этапа (т. н. рациональный цикл испытаний): определение области применения триботехн. материалов (включая смазки) на нагрузку, скорости и темп-ре (напр., получение характеристик фрикционной теплостойкости, т. е. зависимости коэф. трения и интенсивности износа от темп-ры при разл. давлениях); модельные испытания на малонагруженных образцах с учётом масштабных коэф. перехода от модели к натуре и стандартные натурные (или модельные) испытания узла трения в целом.

Лит.: Словари-справочник по трению, износу и смазке деталей машин, 2 изд., К., 1990; Полимеры в узлах трения машин и приборов. Справочник, под ред. А. В. Чичинадзе, 2 изд., М., 1988; Браун Э. Д., Евдокимов Ю. А., Чичинадзе А. В., Моделирование трения и изнашивания в машинах, М., 1982; Крагельский И. В., Михин Н. М., Узлы трения машин, М., 1984; Акустические и электрические методы в триботехнике, Минск, 1987; Справочник по триботехнике, под ред. М. Хебды, А. В. Чичинадзе, т. 1—3, М.—Варшава, 1989—92. Э. Д. Браун, А. В. Чичинадзе.

ТРИГГЕР — электронное устройство с двумя устойчивыми состояниями, способное скачкообразно переключаться из одного состояния в другое под действием входных сигналов. Осн. назначение Т.—запоминание двойной информации, заключающейся в сохранении заданного состояния (1 или 0) после прекращения действия переключающего сигнала.

Эл.-механич. аналогом Т. является обычный выключатель, сохраняющий одно из двух возможных состояний (включён-выключен) и после прекращения механич. усилия, скачкообразно переводящего его в необходимое положение. Простейший Т. представляет собой 2 одинаковых усилителя-инвертора (рис.), включённых последовательно и замкнутых в кольцо цепью обратной связи (см. *Операционный усилитель*). Входы простейшего Т. обозначают буквами S и R, выходы — Q (прямой выход) и \bar{Q} (инверсный выход). В любом из двух устойчивых состояний Т. уровни напряжений на его выходах различны: если в какой-то момент времени на выходе Q — напряжение высокого уровня (близкое к напряжению питания), то на \bar{Q} — напряжение низкого уровня (близкое к нулю), и наоборот. Высокие и низкие уровни напряжений принято обозначать символами 1 и 0. При этом считают, что Т. находится в единичном состоянии, если Q=1, а \bar{Q} =0, и Т. находится в нулевом состоянии, если Q=0, а \bar{Q} =1. Для



установки Т. в единичное состояние достаточно на вход S подавать напряжение высокого уровня. Сигнал S=1 открывает транзистор T₁, что приводит к резкому уменьшению напряжения на его коллекторе (Q=0). Напряжение низкого уровня, поступающее с коллектора T₁ на базу T₂, закрывает второй транзистор, на коллекторе к-рого возникает напряжение высокого уровня, т.е. Q=1. Это напряжение по цепи обратной связи поступает на базу T₁ и поддерживает первый транзистор в открытом состоянии даже после исчезновения единичного сигнала на входе S. Схему Т. можно вернуть в нулевое состояние, если подать положит. импульс на вход R. Все процессы в Т. при этом аналогичны рассмотренным выше. Когда оба входных напряжения становятся равными нулю (S=R=0), то Т. остаётся в предыдущем состоянии (1 или 0), определяемом последним единичным сигналом, бывшим перед этим или на S- или на R-входе (режим хранения информации). Если же оба входных сигнала одновременно становятся большими (S=R=1), то открываются оба транзистора и Q= \bar{Q} =0. Открытое состояние транзисторов в этом случае поддерживается только входными сигналами. Поэтому, когда сигналы S и R одновременно уменьшаются до нуля, оба транзистора начнут закрываться. Однако из-за естеств. не-

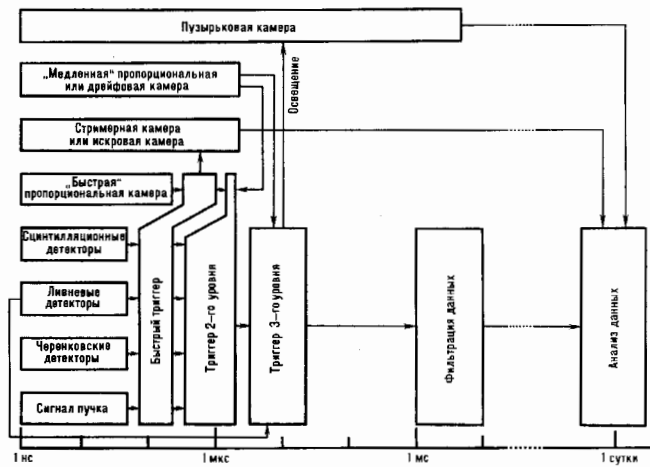
полноты симметрии схемы напряжение на коллекторе одного транзистора будет расти быстрее, чем на коллекторе другого. Более высокое коллекторное напряжение, поступающее по цепи обратной связи на базу др. транзистора, будет препятствовать его запариванию. Т.о., Т. очень быстро перейдёт в устойчивое состояние, в к-ром один транзистор будет открыт, а другой заперт. Т. к. заранее предсказать, в каком устойчивом состоянии (1 или 0) окажется после этого Т., невозможно, то режим, при котором S=R=1, наз. запрещённым (неопределённым).

Анализ схемы на дискретных элементах (отд. транзисторах и резисторах) помогает понять работу Т. Однако чаще такие схемы используются чрезвычайно редко. В физ. приборостроении, автоматике, вычислит. технике применяются разнообразные типы Т. в интегральном исполнении (микросхемы), выполненные на базовых логич. элементах (см. *Логические схемы*).

Лит. см. при ст. *Логические схемы*. В. С. Ямольский. **ТРИГГЕР** в экспериментальной ядерной физике и физике элементарных частиц — искрящая последовательных решений о соответствии признаков события изучаемому явлению (ядерной реакции, актам рассеяния и распада элементарных частиц и т.п.), сопровождаемых командой на регистрацию события. К числу признаков событий относятся, напр., их топология, последовательность появления во времени и величины амплитуд импульсов от детекторов частиц, факт срабатывания определ. детекторов и т.п.

Т. реализуется с помощью электронных устройств (в т. ч. цифровых процессоров), вырабатывающих управляющую команду (триггерный сигнал) на регистрацию события, удовлетворяющего заранее выбранному набору условий. Появление триггерного сигнала означает, что признаки события соответствуют изучаемому классу явлений. Т. необходим для селекции исследуемых событий при высоком уровне фона, позволяя существенно его подавить и этим уменьшить объём эксперим. данных, подлежащих дальнейшему анализу. Формирование Т. для каждого события на основе полной информации от всех элементов *комбинированной системы детекторов*, как правило, целесообразно, поскольку большинство фоновых процессов можно отвергнуть, исходя из сравнительно простых критериев. Поэтому оптимальным оказывается многоуровневый (иерархический) последовательно усложняющийся Т.

Временная диаграмма триггеров разных уровней.



Различают неск. уровней Т. соответственно времени их реализации (рис.). Быстрый Т. (претриггер, или Т. первого уровня) формируется за время $\leq 0,1$ мкс сигналами быстродействующих детекторов — сцинтилляционных и черенковских, в т.ч. ливневых детекторов, в к-рых частица полностью тратит свою энергию, образуя каскад вторичных частиц (ливень), а также сигналами, поступающими от ускорителя заряж. частиц (напр., о сбросе пучка на мишень или появлении сгустка частиц пучка и т.п.). Требования к быстродействию такого Т. (при высокой стоимости быстрой электроники) ограничивают его простыми логич. операциями типа «и», «или», «больше» («меньше»), осуществляемыми с помощью логических схем сложения, совпадения и антисовпадения (см. *Совпадный метод*), дискриминации (см. *Амплитудный дискриминатор*). Быстрый Т. получают, напр., формируя пучки частиц телескопом сцинтиллят. счётчиков (см. *Телескоп счётчиков*) или идентифицируя частицы в мономиульсонных пучках по массе с помощью черенковских счётчиков. Быстрый триггерный сигнал применяют и в качестве управляющего импульса при выработке последующих более сложных решений, в частности для стробирования время-, зарядо-, амплитудно-цифровых преобразователей (ВЦП, ЦАП, АЦП), а также для запуска *трековых детекторов частиц* (напр., *стримерной камеры* и *икровой камеры*, где необходима временная задержка ≤ 1 мкс по отношению к моменту появления события).

Т. второго уровня формируется за время до неск. мкс на основе информации, поступающей от более медлнх электронных детекторов, напр. пропорциональных и дрейфовых камер. Здесь могут учитываться временные корреляции между сигналами, множественность вторичных частиц, результаты простейшего т.с.м. и кинематич. анализа, к-рый выполняется с помощью быстрых специализированных процессоров, рассчитанных на фиксированные арифметич. и логич. операции.

В Т. третьего уровня с характерным временем формирования ≥ 10 мкс используются информация от быстрых ВЦП, ЦАП, АЦП, к-рая обрабатывается, как правило, с помощью программируемого микропроцессора. При этом учитываются результаты измерений в координатных и ливневых детекторах. Такой Т. применяют и для «поджига» освещения *пузырьковых камер*.

Последняя ступень перед записью данных — фильтрация событий — осуществляется с помощью программируемых микропроцессоров или микр.-ЭВМ за время 10—100 мс. На этой стадии, к-рая определяет скорость накопления данных, происходит распознавание событий с учётом полной информации, поступившей от всех детекторов. В зависимости от результатов такого анализа событие либо записывается для хранения на долговременном носителе информации, либо отвергается.

Эффективность каждого уровня Т. оценивается по отношению числа событий до и после него. Для многоуровневых Т., в целом, это отношение часто достигает неск. порядков при эффективности регистрации полезных событий, близкой к 100%. Выбор числа уровней Т. зависит от эффективности каждого из них, а также от входного потока частиц, сечения и характера изучаемого процесса. ур. уровня, структуры эксприм. установки. Простые эксперименты часто ограничиваются Т. первого уровня. Исследования же редких и сложных процессов, маскируемых интенсивным фоном, требуют многоуровневого Т. Для преобразования и обработки информац. сигналов, используемых при формировании Т. и передаче данных, разработана специализированная стандартная электроника (*ЛИМ*, КАМАК, ВЕКТОР, СУММА, ФАСТБАС и др.). *Лит.*: Fabian C. W., Fisher H. E., Particle detectors, «Repts Progr. Phys.», 1980, у. 43, р. 1003; Franke E., Trigger and decision processors, DESY Rep. 80/109, Hamb., 1980.

Г. И. Мерзон

ТРИКРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА — точка на *диаграмме состояния*, в к-рой линия фазовых переходов 1-го рода непрерывно переходит в линию фазовых переходов 2-го рода (т.с. точка, в к-рой нарушается изоморфность *фазового перехода*); частный случай *поликритической точки*. В рас-

ширенном пространстве термодинамич. параметров состояния Т. т. соответствует пересечению трёх линий фазовых переходов 2-го рода; её существование характерно для мн. физ. систем, в к-рых есть конкурирующие взаимодействия, а также действуют обобщённые внеш. силы. См. также *Критическая точка*, *Антиферромагнетик*, *Метаматериал*, *Магнитный фазовый переход*, *Ориентационные фазовые переходы*.

Лит. см. при ст. *Поликритическая точка*. Ю. Г. Рудой. **ТРИПЛЕТЫ** (от лат. triplus — тройной) — группы близко расположенных спектральных линий, обусловленные триплетным расщеплением уровней энергии атома в результате *спин-орбитального взаимодействия* (см. *Мультиплетность*). Т. образуются для спектров атомов, имеющих два электрона во внеш. электронной оболочке.

ТРИТИЙ (Tritium), $T, {}^3H$ — радиоакт. сверхтяжёлый радионуклид водорода с массовым числом 3. Ядро Т. состоит из одного протона и двух нейтронов и назв. *триптоном*. Т. — β -излучатель, $T_{1/2} = 12,35$ года.

Природный Т. образуется, напр., при бомбардировке азота нейтронами космич. лучей: ${}^4He + {}^1_0n = {}^3H + {}^2He$. Техногенный Т. возникает в ядерных реакторах за счёт взаимодействия ядер лития с нейтронами: ${}^6Li + {}^1_0n = {}^3H + {}^4He$. Молекула Т. двуатомна. В обычных условиях Т. — газ, $t_{пл} = -252,52^\circ C$, $t_{кип} = -248,12^\circ C$. В соединении с кислородом Т. образует сверхтяжёлую воду T_2O . Т. используется для получения интенсивных пучков нейтронов, образующихся в реакциях: ${}^3H(d, n){}^4He$, ${}^3H(p, n){}^3He$. Изотопный индикатор. входит в состав термоядерного горючего (см. *Термодеревые реакции*).

ТРИТОН — ядро тяжёлого изотопа водорода — *тритий*, связанное состояние протона и 2 нейтронов. Обозначается 3H или T . Является наряду с *дейтронном* и 3He одной из простейших и наиб. хорошо изученных систем сильно взаимодействующих частиц. Осн. характеристики: спин I и четность l есть $I^{\pi} = (1/2)^{+}$; *изотопической спин* $T = 1/2$; магн. момент $\mu = 2,9789660(1)$ ядерного магнетона; дефект масс $\Delta M = 14,94991(3)$ МэВ, энергия связи $\epsilon_{св} = 8,481855(13)$ МэВ. Т. нестабилен, распадается по схеме ${}^3H \rightarrow {}^3He + e^{-} + \bar{\nu}$ (см. *Бета-распад*) с периодом полураспада 12,3(1) года. Зарядовый $F(q)$ и магн. $F_m(q)$ *форм-факторы* упругого рассеяния электронов на Т. изучены в широкой области передаваемых импульсов q . Соответствующие среднеквадратичные зарядовый r_c и магнитный r_m радиусы равны $r_c = 1,63(3) \cdot 10^{-13}$ см, $r_m = 1,72(6) \cdot 10^{-13}$ см. Они определяются как коэф. перед q^2 в разложении

$$F_{c(m)}(q) = 1 - (1/6)r_{c(m)}^2 q^2.$$

Т. можно рассматривать как нерелятивистскую систему 3 нуклонов, взаимодействующих попарно с парным потенциалом взаимодействия. Последний определяется из данных по нуклон-нуклонному рассеянию (NN) (для к-рого есть точное решение). Волновая ф-ция Т. представляет собой суперпозицию S-состояния с малой (~9%) примесью D-состояния. Расчёты дают энергию связи Т. примерно на 1 МэВ меньше её эксперим. значения. Кроме того, они не позволяют одновременно получить правильное положение минимумов эл.-магн. форм-факторов и величин 2-го максимума. Эти недостатки теории связаны с вклдом релятивистских эффектов, обменных мезонных токов и др. неучтённых (в т.ч. кварковых) степеней свободы. Вследствие этого Т., как и ядро 3He , превратился в своеобразную теоретич. лабораторию по проверке разл. схем учёта релятивистских эффектов.

Лит.: Tilley D. R., Weller H. R., Hasan H. H., Energy-levels of light-nuclei, «Nucl. Phys.», 1987, у. А 474, № 1, р. 1.

ТРОЙНАЯ ТОЧКА — точка пересечения кривых фазового равновесия на плоской диаграмме состояния вещества, соответствующая устойчивому равновесию трёх фаз. Из *Либса правила фаз* следует, что химически однородное вещество (однокомпонентная система) в равновесии не может иметь больше трёх фаз. Эти три фазы (напр., твёрдая, жидкая и газообразная или, как у серы, жидкая и две

аллотропные разновидности кристаллической) могут совместно сосуществовать только при значениях температуры T и давления P , определяющих на диаграмме $P-T$ координаты Т. т. (рис.). Для CO_2 , напр., $T_c = 216,6 \text{ К}$, $P_c = 5,16 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, для Т. т. воды — основной реперной точки абс. термодинамич. температурной шкалы — $T_c = 273,16 \text{ К}$, $P_c = 4,58 \text{ мм рт. ст. (609 Н/м}^2)$.



Тройные точки (1 и 2) на диаграмме состояния в координатах $P-T$ (давление — температура).

При увеличении числа компонентов системы (раствора или сплава) увеличивается и число независимых параметров, характеризующих эту систему. Так, для двухкомпонентной системы, помимо P и T , добавляется третий параметр — концентрация c . Пространственная диаграмма состояния такой системы в координатах P, T, c имеет уже не Т. т., а тройную пространственную кривую. Равновесие трех фаз для такой системы будет изображаться точкой, если считать один из параметров (напр., P) постоянным, т. е. рассматривать плоскую диаграмму равновесия. Вообще Т. т. существуют на плоских диаграммах состояния систем с любым числом компонентов, если все параметры, определяющие состояние системы, кроме P и T , приняты за постоянные.

ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР — особый вид деления ядер, когда образование 2 осколков сопровождается вылетом легкой заряженной частицы. В подавляющем большинстве случаев это длиннопробежная α -частица со ср. энергией примерно в 3 раза большей, чем в случае *алфа-распада* тяжелых ядер. Впервые Т. д. я. было обнаружено в сер. 40-х гг. с помощью ядерных фотоаграфических эмulsion. В дальнейшем Т. д. я. обнаружено при спонтанном делении, делении под действием тепловых нейтронов и частиц низких энергий для ядер в области от Th до Fm.

Вероятность Т. д. я. мала и составляет десятки долей % от вероятности P обычного деления. Зависимость вероятности Т. д. я. относительно полной вероятности деления от нуклонного состава делящегося ядра приблизительно описывается ф-лой $P_{\text{Т. д. я.}} = 1,081 \cdot 10^{-7} A^{2/3} [Z^2/A - 26,12] \times [Z^2/A^{2/3} - 178,13]$. Здесь A — массовое число делящегося ядра, Z — число протонов в ядре (рис. 1).

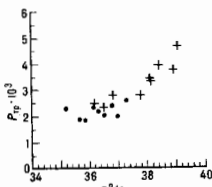


Рис. 1. Относительная вероятность образования легкой заряженной частицы при спонтанном делении ядер ^{244}Pu , ^{245}Pu , ^{246}Pu , ^{248}Cf , ^{252}Cf , ^{250}Cf , ^{257}Fm , ^{249}Th и при делении под действием тепловых нейтронов ядер ^{231}Pa , ^{235}U , ^{233}U , ^{237}Np , ^{241}Pu , ^{239}Pu , ^{243}Am , ^{241}Am (точки).

Выделяющаяся при Т. д. я. энергия распределяется между осколками, легкой заряженной частицей, мгновенными нейтронами и γ -квантами. Кол-во испускаемых нейтронов и γ -квантов (в среднем) и ср. кинетич. энергия осколков при Т. д. я. меньше, чем при двойном. Ср. величина энерговыделения при Т. д. я. также меньше (напр., при спонтанном делении ^{252}Cf примерно на 4 МэВ). Наиб. вероятен вылет легкой частицы в направлении, перпендикулярном

линии разлета осколков. Это означает, что в угл. распределении легких частиц относительно линии разлета осколков можно выделить гл. компоненту в перпендикулярном направлении (экваториальная эмиссия) и слабую компоненту в направлении разлета осколков (полярная эмиссия). Ср. кинетич. энергия α -частиц 16 МэВ и почти не зависит от нуклонного состава делящегося ядра. Свойства кинематики, распределений осколков и легкой частицы при Т. д. я. указывают на то, что легкая частица образуется одновременно (в пределах временного интервала $\sim 10^{-21}$ с) с обособлением осколков на последней стадии деления. Кулоновское поле двух близко расположенных осколков действует как электростатич. линза, фокусирующая частицу в направлении, перпендикулярном линии разлета осколков. Массовое распределение осколков при Т. д. я. близко к распределению при двойном делении с учетом поправки на массу легкой частицы.

При Т. д. я. образуется широкий спектр по массе и заряду легких частиц — от ядер водорода до ядер кислорода, а иногда и более тяжелых частиц (рис. 2). Массовое и зарядовое распределение легких частиц примерно одинаковы при Т. д. я. *трансуранных элементов*, но с увеличением Z^2/A (параметр делимости) делящегося ядра отност. вероятность образования более массивных частиц возрастает. Т. д. я. являются осн. источником образования *третичных ядерных реакторов*. При делении ядер ^{235}U под действием тепловых нейтронов одно ядро ^3H образуется примерно на 10^4 актов деления. Вероятность образования *зеркального ядра* ^3He на неск. порядков ниже и находится на уровне возможности эксперим. обнаружения.

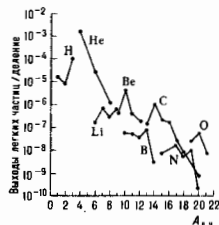


Рис. 2. Выходы легких заряженных частиц при делении ядра ^{235}U под действием тепловых нейтронов; A_n — массовое число легкой частицы.

Теоретич. описание Т. д. я. основывается на полуклассич. *ядерных моделях*. Анализ характеристик Т. д. я. показывает, что эволюция делящегося ядра при Т. д. я. в обычном делении идет по одному и тому же каналу, но на последней стадии происходит фрагментация неретяжки между осколками и легкой частица формируется из ядерного вещества, находящегося в области перекрытия осколков. Вероятность Т. д. я. определяется параметрами делящегося ядра вблизи точки разрыва и локальными свойствами ядерного вещества в области неретяжки. Осколки и легкая частица образуют тройную ядерную систему, динамика распада x -рой определяется действием ядерных и кулоновских сил. По характеристикам легкой частицы можно восстановить условия в точке разрыва. Такая обратная задача решалась с помощью моделирования движения 3 тел на основе ур-ний классич. механики со случайной выборкой нач. условий (траекторные расчеты).

Лит.: Перфилов Н. А., Романов Ю. Ф., Соловьева З. И., Деление тяжелых ядер с испусканием длиннопробежных α -частиц, «УФН», 1960, т. 71, в. 3, с. 471; Рубченя В. А., Явшин С. Г., Тройное деление тяжелых ядер, «Природа», 1991, № 5, с. 28; Рубченя В. А., Явшин С. Г., Dynamic treatment of ternary fission, «Z. Phys.», Sec. A, 1988, Bd 329, S. 213; Рошин А. С., Рубченя В. А., Явшин С. Г., Траекторные расчеты тройного деления ядер, «Ядерная физика», 1994, т. 57, № 6, с. 974. В. А. Рубченя.

ТРОПОПАУЗА — переходный слой от тропосферы к стратосфере толщиной от неск. сотен м до 1,5—2,0 км. Темп-ра T_z и высота z , T зависят от географич. широты и сезона.

В тропиках $z_1 \approx 16-18$ км, а $T_1 \approx 180-200$ К. В высоких широтах $z_1 \approx 8-10$ км, а $T_1 \approx 210-220$ К. В умеренных и высоких широтах зима. Т. ниже летней на 1—2 км и на 8—15 К теплее еб. Сезонные изменения характеристик Т. в тропиках гораздо меньше. Высота и темп-ра Т. подвержены также неперидич. колебаниям: z_1 понижается в циклонах и над холодными воздушными массами и повышается над антициклонами и тёплыми воздушными массами. При быстрой смене синогич. процессов суточная амплитуда z_1 может превышать 5 км. Поскольку внутри Т. термодинамич. устойчивость очень велика, Т. служит барьером, препятствующим вертикальному обмену воздухом и содержащимся в нём примесям (аэрозолям, нармам H_2O , O_3 и др.) между тропосферой и стратосферой. Над субтропич. струйным течением — воздушной струей планетарного масштаба со скоростями, превышающими 30 м/с, имеется разрыв Т. шириной 1500—2000 км, сквозь к-рый тропосферный воздух попадает из тропосферы в стратосферу, обогачая её водяным паром и аэрозолями. Разрывы Т. иногда образуются также над струйными течениями умеренных широт. В слое толщиной 1—2 км под Т. происходит интенсификация турбулентности, вызывающей, в частности, болтанку самолётов.

Лит. см. при статьях Атмосфера, Тропосфера. С. М. Шметер.

ТРОПОСФЕРА — слой атмосферы над Землей до высоты $z \approx 8-10$ км в полярных и ср. широтах и до $z \approx 16-18$ км в тропиках. В Т. развиваются практически все погодообразующие процессы, происходит тепло- и влагообмен между Землей и атмосферой, образуются облака, туманы, осадки и др. метеорологич. явления. Верх. границей Т. отделяющей её от стратосферы, служит переходный слой, назв. *тропопаузой*. В Т. содержится ок. 80% общей массы атм. воздуха. Он хорошо перемешан и на всех высотах Т. состоит в осн. из O_2 (20,95%) и N_2 (78,08%). В Т. находится преобладающее кол-во природных и техногенных аэрозолей и газовых загрязнений воздуха. Ниж. часть Т. толщиной от 300—400 до 1500—2000 м составляет планетарный пограничный слой атмосферы. В нём наиб. велико влияние подстилающей поверхности и её термич. и топографич. неоднородностей на значения и вертикальное распределение ветра, темп-ры и др. метеозлементов. Ниж. часть пограничного слоя до высоты в неск. десятков м составляет приземный слой; в нём вертикальные турбулентные потоки кол-ва движения, тепла и водяного пара не меняются с высотой. Чем менее однородна подстилающая поверхность и чем интенсивнее турбулентность и конвекция, тем толще пограничный слой атмосферы и сильнее тормозится в нём воздушные потоки.

Т. к. воздух почти не поглощает солнечную радиацию, осн. источником тепла в Т. служит ИК-излучение поверхности Земли, к-рое поглощается в вышележащем воздухе парами H_2O и в меньшей степени CO_2 . На распределение темп-ры с высотой сильно влияют также турбулентный и конвективный вертикальные потоки тепла. На локальном распределении темп-ры сказываются тепло фазовых переходов воды и адиабатич. нагревание и охлаждение воздуха, сопровождающие его вертикальные перемещения. В среднем в Т. темп-ра падает с высотой со ср. вертикальным градиентом $\gamma \approx 6,5$ К/км. Зимой в ниж. части Т. градиенты в среднем меньше, а в верхней — большие этого значения. В неск-рых слоях Т. (чаще всего в пограничном слое зимой) темп-ра растёт с увеличением z , т. е. образуется т. н. инверсия темп-ры. На всех высотах темп-ра испытывает как периодические (суточные, годовые), так и неперидич. колебания; максимальные они — в пограничном слое атмосферы. Внутри него ветер быстро усиливается с ростом z , а выше продолжает расти на 2—3 м/с на км. Иногда в ниж. Т. и около тропопаузы образуются узкие воздушные потоки планетарного масштаба со скоростями, превышающими 30 м/с, т. н. струйные течения. В умеренных широтах во всей Т. преобладают западные, а вблизи экватора — восточные потоки. Давление воздуха на уровне моря в среднем близко к 1013 гПа, но горизонтальное его распределение из-за неодинакового нагрева Земли в раз-

ных районах и др. причин весьма сложно и быстро меняется со временем. Сопровождающие это изменения горизонтальных градиентов давления приводят к изменению скорости и направления ветра. На характеристики ветра влияют также силы вязкости (внутри пограничного слоя) и силы инерции. В движениях большого масштаба весьма велика роль *Кориолиса сил*. Изменения давления, темп-ры и ветра обуславливают горизонтальное расхождение Т. на воздушные массы, характеристики к-рых зависят от особенностей подстилающей поверхности в месте их формирования, географич. широты и др. факторов. На границах между соседними воздушными массами — на т. н. атмосферных фронтах — резко усиливаются вертикальные (особенно восходящие) движения, из-за чего здесь возникает мощная облачность, дающая осадки. Потеря гидротермодинамич. устойчивости отд. участками фронтов приводит к образованию подвижных циклонов и антициклонов, с перемещением к-рых связаны наиб. резкие аперидич. изменения погоды. Они часто сопровождаются междулиротным обменом воздуха, играющим важную роль в формировании погоды и климата.

Лит. см. при ст. Тропосфера, Атмосфера. С. М. Шметер.

ТРОУНОНА — НОБЛЯ ОПЫТ — один из основных экспериментов, послуживших для обоснования и проверки *относительности теории* в период её возникновения. Эквивалент *Максвелла опыту* в том смысле, что в случае пологих результатов он подтверждал бы теорию неподвижного эфира. Осуществлён в 1904 Ф. Труононом (F. Trouton) и Г. Ноблем (G. Noble) и представлял собой попытку обнаружить абс. скорость подвешенного на нити легкоподвижного заряж. конденсатора. Согласно классич. электродинамике, принимающей существование неподвижного эфира, при поступат. движении заряж. конденсатора вместе с Землей возникает крутящий момент электрич. сил, к-рый должен был повернуть висциный на нити конденсатор так, чтобы пластинки его расположились параллельно движению Земли на орбите. Однако никакого систематического поворота конденсатора обнаружено не было, опыт дал отрицат. результат, к-рый легко объяснить с точки зрения теории относительности. Т. к. в покоящейся относительно конденсатора системе электрич. и механич. силы уравновешены, а при переходе к новой системе они преобразуются одинаковым образом, то и в этой системе они будут уравновешены; вращающий момент электрич. сил будет компенсироваться равным и противоположным ему моментом, создаваемым упругими напряжениями при поступат. движении.

Лит.: Вавялов С. И., Экспериментальные основания теории относительности, М.—Л., 1928; Физический словарь, т. 5, М., 1939, с. 248.

ТРУБКИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ в гидроаэромеханике — устройства для измерения величины и направления скорости, а также расхода жидкости или газа, основанные на определении давления в потоке. Применяются для измерения скоростей течения водных и воздушных потоков, а также относн. скоростей движения судов и самолётов.

Широко распространена комбинация трубка Пито — Пранатля, представляющая собой цилиндрич. трубку с полусферич. носком (рис. 1), ось к-рой устанавливается вдоль потока. Через центр. отверстие на полусфе-

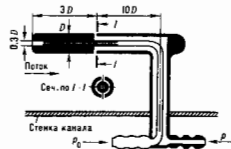


Рис. 1. Схема трубки Пито — Пранатля.

ре (критич. точка) измеряется полное давление P_0 , к-рое реализуется при изотропич. торможении потока до нулевой скорости. Другое отверстие (или ряд отверстий) l рас-

полагается за боковой поверхностью трубки и служит для измерения статич. давления p . Геом. форма T и, форма отверстий и расстояние от них до носика трубки выбираются так, чтобы давление в боковых отверстиях по возможности мало отличалось от статич. давления в исследуемой точке потока. Небольшое несоответствие давлений учитывается поправочным коэф. ξ , k -рый определяют калибровкой. Зная p и ρ_0 , вычисляют скорость потока v на основании Бернулли уравнения. Для несжимаемой жидкости ($v = \sqrt{2\xi(p_0 - p)/\rho}$) плотность ρ может быть найдена по Клапейрону уравнению или др. способом. При скоростях воздуха выше 50—60 м/с необходимо учитывать сжимаемость воздуха.

Трубка Пито—Прандтля применяется также для определения v и Маха числа M в сверхзвуковом потоке. В этом случае перед трубкой образуется ударная волна и измеряемое в пентр. отверстии давление практически равно давлению торможения p_0 за прямой ударной волной. При известном из др. измерений давлении изотропич. торможения p_0 по величине отношения p/p_0 можно определить M в потоке перед трубкой. Измеряемые трубкой значения p_0 или p (соответственно при дозвуковой или сверхзвуковой скорости) почти не зависят от угла между вектором местной скорости и осью трубки, пока этот угол не превышает 15—20°, но значения статич. давления p сильно зависят от этого угла даже при небольшой его величине.

При малых скоростях потока ($v < 6$ м/с) или при больших разрежениях, когда Рейнольдса число $Re < 300$, наблюдается значит. возрастание коэф. ξ . Трубкой Пито—Прандтля можно пользоваться и при очень малых Re , включая и свободномолекулярное течение (см. Динамика разреженных газов) (при $M/Re > 1$), однако её практич. применение для этих течений наталкивается на ряд трудностей, связанных с калибровкой и измерением весьма малых абс. давлений.

Для измерения скорости потока существует множество модифицированных трубок Пито—Прандтля (трубки Брабе, Лоисевича, Престона и др.); кроме того, скорость определяют Вентури трубкой. Направление потока измеряют цилиндрич. и сферич. насадками, комбинациями из трёх расположенных под углом друг к другу трубок Пито и т. д., показания k -рых очень чувствительны к направлению потока.

Для исследования полей скоростей в пограничном слое потока вязкой жидкости или газа вблизи твёрдой стенки применяется трубка Стэнтона, измеряющая скоростной напор в потоке с большим вертикальным градиентом скорости (рис. 2); она устанавливается непосредственно на

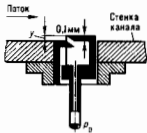


Рис. 2. Схема трубки Стэнтона.

поверхности обтекаемого тела и перемещается по вертикали микрометрич. винтом. Измеренное трубкой давление относится к эфф. расстоянию от стенки, определяемому из калибровки. Скорость вычисляют по разности полного давления, измеренного трубкой, и статич. давления на стенке канала.

Лит.: Физические измерения в газовой динамике и при горении, пер. с англ., т. 1—2. М., 1957; Гордиан С. М., Слезингер И. И., Аэродинамические измерения, М., 1964.

ТУЛИЙ (лат. Tullium), Tm, —хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 69, ат. масса 168,9342; относится к лантаноидам. В природе представлен стабильным ^{169}Tm . Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 4f^{14} 6s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 6,181, 12,05, 23,7, 42,7 эВ. Кристаллохим. радиус атома T , 0,174 нм, радиус иона Tm^{3+} , 0,085 нм.

Запасные электроотрицательности ок. 1,3. Работа выхода электронов 3,12 эВ.

В свободном виде—мягкий серебристо-серый металл. Кристаллич. решётка гексагональная плотноупакованная с параметрами $a = 253,74$ пм и $c = 555,8$ пм. Плотность 9,314 кг/дм 3 , $T_{пл} = 1545$ С, $T_{кип}$ ок. 1950 С, теплоёмкость $c_p = 27,06$ Дж/(моль·К), теплота плавления 16,88 кДж/моль, теплота дуближания 215,8 кДж/моль, теплота кипения 191,1 кДж/моль. Темп.-ра Дебая 167 К. Ферромагнетик, магн. восприимчивость $154 \cdot 10^{-9}$ (при 20° С), точка Кюри 22 К. Уд. электрич. сопротивление 0,90 мкОм·м (при 20° С), температурный коэф. электрич. сопротивления $1,95 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$ (при 0—100 С). Теплопроводность монокристаллич. T , 14—24 Вт/(м·К) (при 300 К), температурный коэф. линейного расширения $13,3 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (при 298 К). Тв. по Бриггелю T чистой 99% 539,6 МПа.

Степень окисления +3 и, редко, +2, по хим. свойствам схож с лантаноидами иттриевой подгруппы. Применение T ограничено малой доступностью. Его используют как геттер, применяют в радиоэлектронике и для др. целей. Широко используется в дефектоскопах и др. радионуклидных приборах) искусственно полученный ^{170}Tm (β^- -распад) и электронный захват; $T_{1/2} = 128,6$ сут). С. С. Бердосов, **ТУМАННОСТИ**—частички межзвёздной среды, выделяющиеся своим излучением или поглощением излучения на фоне неба. Ранее T наз. всякий неподвижный на небе протяжённый объект. В 20-х гг. 20 в. выяснилось, что среди таких T много галактик (напр., туманность Андромеды). После этого термин « T » стал пониматься более узко, в указанном выше смысле.

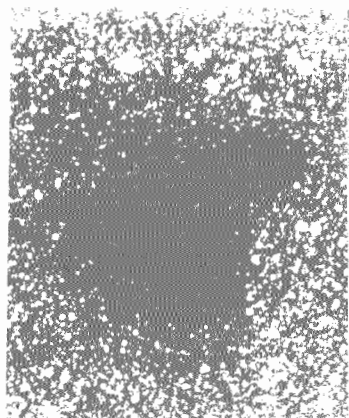
T делятся на светлые и тёмные. Последние видны благодаря поглощению излучения расположенных за ними источников. Светлые T делятся на самосветящиеся и отражательные—рассеивающие свет звёзд. В самосветящихся T источником энергии, приводящим к свечению, является либо аз.-магн. излучение (чаще всего УФ-излучение звёзд), ионизиющее и нагревающее вещество T (т. е. ионизованное излучением), либо ударные волны.

Нередко T делят на газовые и пылевые. Такое деление условно, т. к. во всех T имеются газ и пыль примерно в одинаковой пропорции (как и везде в межзвёздной среде, в T имеются также магн. поля и космические лучи). Пылевыми обычно наз. такие T , оптич. проявление k -рых объясняют пыли (тёмные T , отражательные T), а газовыми— T , в k -рых в оптич. диапазоне светится преим. газ (T , ионизованные излучением, и T , созданные ударными волнами). В далёком ИК-диапазоне в большинстве T преобладает излучение пыли. Такковы, напр., объекты Беклина—Нейгейбуэра и Клейнмана—Лоу в туманности Орiona.

Тёмные туманности (ТТ)—плотные (обычно молекулярные) облака межзвёздного газа и межзвёздной пыли, непрозрачные из-за межзвёздного поглощения света пылью. Обычно видны на фоне светлых T (рис. 1, а). Реже ТТ видны прямо на фоне звёздного неба в области Млечного Пути. Таковы T . «Угловый мешок» и множество более мелких, наз. гигантскими и глобулами (рис. 1, б). Оптич. толщина ТТ в оптич. диапазоне колеблется обычно от 1 до 100, а в отд. участках внутри них (в k -рых часто происходит звездообразование) может быть намного больше. Как правило, ТТ имеют волокнистую структуру, обусловленную магнитогидродинамик. неустойчивостями.

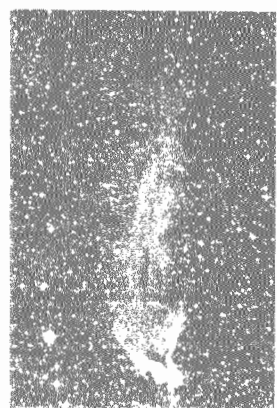
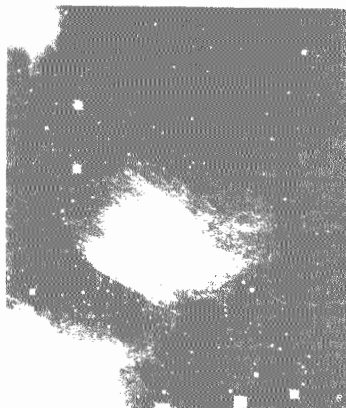
Отражательные туманности (ОТ). Чаще всего ОТ освещается одной звездой. На высоких галактич. широтах ОТ подсвечиваются совокупным излучением звёзд диска Галактики. Если звезда находится в облаке или рядом с ним, но недостаточно горяча, чтобы ионизовать вокруг себя значит. кол-во межзвёздного водорода, то T светится гл. обр. за счёт рассеяния света звезды пылью. Нек-рые ОТ имеют комстообразный вид и наз. кометарными T (рис. 1, в). В «голове» такой T находится обычно переменная звезда типа T Тельца, освещающая T . Возникновение этих T связано с эволюцией глобул в зонах H II. Редкой разновидностью ОТ является световое эхо,

Рис. 1. Напыление туманной пыли — водородсодержащих органических веществ туманной пыли в атмосфере во время взрыва туманности. Записи с телескопа «Хаббл» (слева) и «Габриэль» (справа) в области бардака 681 на фоне Мессье 131 на Южном небе. * — отражает надым, возмущения туманности в цветном спектрограмме Пейджса. — компьютерная обработка.



напылению после, шире, вешаюк Новой звезды 1901 г. в созвездии Персея и Сверхновой 1987 А в Галактике Магеллановом Облаке. Яркая вспышка Новой послесвета пыли, и песок летит поодаль, а слабая Г. распространяется во все стороны со скоростью света. Многие ОУ имеют тонко-локальную структуру (рис. 1, в), связанную с развитием в них магнитно-продвижений, неустойчивостей. После взрыва ОУ в основном изучают их свойства межзвездной пыли.

Устойчивые, повторяющиеся включения (ПВИ). Широко распространены, яркими и туманными представителями таких Г являются зона повторного водородного свечения ПП, в т.ч. и *интермиттентности*. К ПВИ относятся также т.ч. зона домирования и углерода зона СШ — зона практически полной ионизации углерода, распространены в областях широкой зоны ПП повышенной яркости. Разные зоны СШ имеются вокруг звезд *сверхярких, в т.ч. в М1—М5* а также вокруг зон ПП. Зона СШ наблюдается по соседству с зонами углерода и по ПК ширины СШ 126 мкм. ПВИ возникает также вокруг молодых звезд, в двойках и тандемке и др. двойках, в т.ч. в

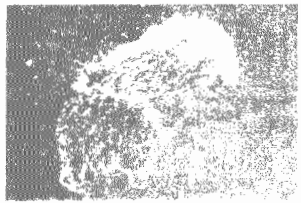


двойках и тандемке и в квадках. Для них характерна более высокая температура, чем в зонах ПП, и более высокая степень ионизации газа и более высокие элементар.

Устойчивые, создающие ударные волны (СУВ). Связки межзвездной среды на фронтах столкновения газных зон. Связки, в основном, связаны с газными зонами и межзвездной средой являются яркими звездами — сорель, оловянок, др. в пыльных *сверхярких звезд и пыльных звезд*, а также звездный ветер. Выделяемое вещество имеет скорости порядка сотен и тысяч км/с, поэтому пыльная темп-ра на фронтах волны может достигать многих млн. и выше млрд К. Экстремальная темп-ра — очень высок, млн. К. Какое Е светит с овар, и рента — ионизирует как в центрально-внешней области, так и в спектральных линиях. Оптический доплеровский эффект в основном проявляется межзвездной среде, областях паритета и повышенной ударной волны. По тому можно образование таких Е имеет локальную структуру. По УВ великовероятно. Они перестают быть пыльными после формирования распространения газа.

Широко яркие СУВ являются яркими сверхяркими звездами и тандемке *интермиттентности, создающих звезд*. Для них характерно испускание релятивистских Г, создание *звездных ветров*, имеют какой же вид и по сравнению с другими типами различия. Широко яркие Г, звездных

Рис. 2. Вокруг яркой звезды (слева) — туманная пыль (справа). Записи с телескопа «Хаббл» (слева) и «Габриэль» (справа) в области бардака 681 на фоне Мессье 131 на Южном небе. * — отражает надым, возмущения туманности в цветном спектрограмме Пейджса. — компьютерная обработка.



возникают вокруг *Вольфа — Райе звёзд* (рис. 2). Много таких Т. имеется также вокруг звёзд спектрального класса ОУ. Наблюдения в рентг. диапазоне показали, что существуют Т., образованные, по-видимому, совокупным действием звёздного ветра (а может быть, и взрывов сверхновых) ассоциации звёзд спектральных классов ОВ. Они «выдувают» каверну diam. 100—300 пк, внутри к-рой entsteht газ низкой концентрации (~0,01 см⁻³), пагубный до неск. млн. К и наблюдаемый только в рентг. лучах. Вокруг таких «пузырей» имеются слабые волокнистые Т. Ударные волны меньших скоростей возникают в областях звездообразования. Они видны в виде вытянутых Т., светящихся прсм. в ИК-диапазон.

Лит.: Хавтаси Д. Ш., Атлас галактических темных туманностей, Тб., 1946; Рожковская Д. А., Куряков А. В., Каталог отражательных туманностей, «Труды Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР», 1968, т. II, с. 3; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 4 изд., М., 1988; (см. также лит. при ст. *Межзвёздный газ, Зоны II B. Планетарные туманности, Остатки вспышек сверхновых*).

Н. Г. Бочкарев.

ТУННЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — спектроскопия твёрдых тел, основанная на исследовании вольт-амперной характеристики (ВАХ) туннельных контактов. В основе Т. с. лежит нелинейная зависимость туннельного тока I , протекающего между двумя проводниками, разделёнными тонким непроводящим барьером (диэлектриком, вакуумным зазором), от приложенного между ними напряжения V . Особенности электронного спектра проводника отражаются на ВАХ туннельного контакта. Так, щель в спектре приводит к обращению тока в 0, а максимумы в плотности состояний сопровождаются максимумами производной тока по напряжению dI/dV . Особенности ВАХ позволяют выяснить зависимость плотности состояний электронов от энергии, а также частоты фононов и молекулярных возбуждений, участвующих в процессе тунелирования.

Вероятность тунелирования через нотенц. барьер определяется прозрачностью барьера, плотностью состояний электронов по одну сторону барьера и вероятностью того, что по др. его сторону эти состояния свободны. В металле плотность состояний g вблизи ферми-энергии ϵ_F постоянна ($g = \text{const}$) и туннельный ток I пропорц. напряжению V , приложенному к «берегам» перехода (в области малых напряжений). Если на одном из берегов плотность состояний зависит от энергии $g(\epsilon)$, то дифференц. проводимость контакта dI/dV и, следовательно, туннельный ток при достаточно низких темп-рах прямо пропорц. $g(\epsilon)$.

Т. с. позволила продемонстрировать наличие энергетич. щели Δ в сверхпроводниках и доказать, что возникновение сверхпроводимости происходит за счёт электрон-фононного взаимодействия. На рис. 1 дана зависимость дифференц. проводимости от энергии возбуждения электрона (в единицах Δ) для контакта Mg (диэлектрик) — Pb (сверхпроводник) при $T = 0,33$ К. Электронные возбуждения при энергиях, меньших $\epsilon < \Delta$, отсутствуют, плотность возбуждённых состояний на границе щели $\epsilon \geq \Delta = 1,34$ мэВ резко возрастает, а в области характерных энергий фононного спектра Pb иммонотонно изменяется. Именно последнее связано с электрон-фононным механизмом сверхпроводимости.

В случае полупроводников тунелирование электронов через $p-n$ -переход часто осуществляется через т. н. неспрямой переход, когда электронный импульс в процессе перепада изменяется на величину q за счёт испускания или поглощения фонона. Этот процесс может происходить, когда между берегами туннель-

ного перехода приложено напряжение, определяемое условием $eV = \hbar\omega_q$, где $\hbar\omega_q$ — энергия соответствующего фонона с волновым вектором q , и проявляется как особенности на ВАХ (рис. 2). Стрелками отмечены особенности для разл. ветвей колебаний (акустич. и оптич.), участвующих в тунелировании электронов (см. *Кобякина кристаллической решётки*).

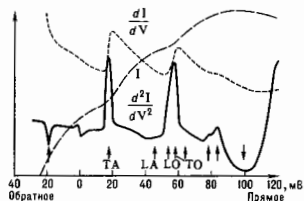


Рис. 2. Зависимость I , dI/dV и d^2I/dV^2 от смещения V для кремниевого диода при 4,2 К.

Если в процессе тунелирования электрон передаёт часть энергии локальному примесному состоянию, то открывается дополнительный канал для тунелирования. Включение «тунелирования через примесное состояние» увеличивает проводимость контакта при $eV = \hbar\omega_0$, где ω_0 — энергия возбуждения примесного центра. На кривой d^2I/dV^2 это отражено дополнитель. пик. Форма линии при этом зависит от ествств. ширины линии, энергии возбуждения и температурного уширения из-за теплового «размазывания» энергетич. распределения электронов (рис. 3).

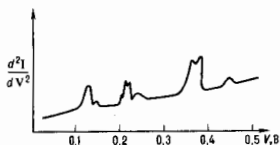


Рис. 3. Спектры примесей СН в туннельном переходе кремниевого диода.

Т. с. помимо исследования плотности электронных состояний позволяет исследовать влияние внеш. воздействий на электронный спектр, напр. деформации, легирования и т. п.

В отличие от традиционной Т. с. сканирующая Т. с. кроме энергетич. характеристики позволяет получить пространств. характеристики электронных поверхностных состояний. Она базируется на использовании *сканирующего туннельного микроскопа*, где туннельный ток локализуется в области размерами порядка атомных. Это позволяет выявлять расположение максимумов волновых ф-ций электронов относительно двумерной кристаллич. решётки поверхности образца. В многочисленных плёнках, гетеропереходах, сверхрешётках и др. возможно также выявление и спектроскопия отд. компонентов.

Метод сканирующей Т. с. предложен (в 1986) Р. Дж. Хамерсом (R. J. Hamers), Р. М. Тромпом (R. M. Tromp) и Дж. Е. Демуттом (J. E. Demuth), продемонстрировавшими его возможности при изучении реконструированной поверхности кристалла Si (см. *Реконструкция поверхности*). На рис. 4 приведены ВАХ, полученные в разных точках элементарной ячейки 7×7 . Различия dI/dV обусловлено различием локальных значений плотности поверхностных электронных состояний относительно меж-атомных расстояний.

Рис. 1.

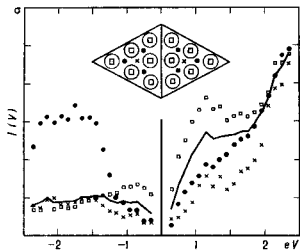


Рис. 4. Спектры туннельной проводимости dI/dV в функции напряжения менее острём и образом, полученные для Si(111)—(7×7) поверхности. Сплошная линия—спектр, усреднённый по элементарной ячейке (врезка), локальные спектры даны при расположении острья над атомами (квадратики) и в промежутках между ними (точки и крестики соответствуют позициям, помеченным теми же символами на схеме элементарной ячейки).

Достоинство скапирующей Т. с. состоит в возможности изучения сорбированных на поверхности атомов и молекул и механизма поверхностных хим. реакций. При т. н. неупругом тунелировании (изменяется энергия электрона) наблюдается селективное излучение света, а при освещении туннельного контакта—изменение ВАХ. Перспективно новыление селективности и информативности метода.

Скапирующая Т. с. играет важную роль при исследовании сверхпроводимости, в особенности высокотемпературной, позволяя измерить распределение энергетич. щели по поверхности, установить структуру вихрей Абрикосова, возникающих в сверхпроводниках второго рода в магн. поле. Изменяя величину зазора между образцом и острём скапирующего туннельного микроскопа, можно наблюдать резонансные состояния, обусловленные интерференцией электронов с длиной волны $\lambda = h(2m\phi)^{-1/2}$ в вакуумном зазоре d при $n\lambda/2 = d(m, \phi —$ масса и энергия электрона, $n —$ целое число).

Лит.: Туннельные явления в твердых телах. Сб., под ред. Э. Бурштейна, С. Лувиньаша, пер. с англ., М., 1973; Wolf E. L., Principles of electron tunneling spectroscopy, Oxf., 1985; Hamers R. J., Tromp R. M., Demuth J. E., Surface electronic structure of Si(111)—(7×7) resolved in real space, «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 56, p. 1972; Averin D. V., Likharev K. K., Coulomb blockade of single-electron tunneling and coherent oscillations in small tunnel junctions, «J. Lov. Temp. Phys.», 1986, v. 62, p. 345; Эдельман В. С., Скапирующая туннельная микроскопия, «ИТЭ», 1989, № 5, с. 25; «ИТЭ», 1991, № 1, с. 24; Hertz H. F. [e. n.], Scanning-tunneling microscope observation of the Abrisko flux lattice and the density of states near and inside a fluxoid, «Phys. Rev. Lett.», 1989, v. 62, p. 214. Н. В. Заваричин, В. С. Эдельман.

ТУННЕЛЬНАЯ ЭМИССИЯ—то же, что автоэлектронная эмиссия.

ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД (Эсаки диод)—полупроводниковый диод, содержащий $p-n$ -переход с очень малой толщиной запирающего слоя. Действие Т. д. основано на прохождении свободных носителей заряда (электронов) сквозь узкий потенци. барьер благодаря квантовомеханич. процессу тунелирования (см. Туннельный эффект). Поскольку вероятность туннельного просачивания электронов через барьер в значит. мере определяется шириной области пространств. заряда в $p-n$ -переходе, Т. д. изготовляют на основе вырожденных полупроводников (с концентрацией примесей до $10^{23} - 10^{27} m^{-3}$). При этом получают резкий $p-n$ -переход с толщиной запирающего слоя 5—15 нм. При изготовлении Т. д. обычно применяют Ge и GaAs; реже используют Si, InSb, InAs, PbTe, GaSb, SiC и др. полупроводниковые материалы. Для германиевых диодов в качестве донорных примесей, как правило, используют P или As, в качестве акцепторных—Ga и Al; для

арсенид-галлиевых—Sn, Pb, S, Se, Te (доноры), Zn, Cd (акцепторы). Узкий $p-n$ -переход получают чаще всего методом выплавления.

Первый Т. д. создан на основе Ge Л. Эсаки (L. Esaki) в 1957. Изобретение Т. д. экспериментально подтвердило существование процессов тунелирования в твердых телах. Туннельный механизм переноса заряда обуславливает N -образный вид вольт-амперной характеристики Т. д. (рис. 1). На рис. 2 приведены упрощённые энергетич. диаграммы $p-n$ -перехода Т. д. при разл. напряжениях смещения U . В отсутствие внеш. смещения (рис. 2, а) ферми-уровни δ_{FP} и δ_{FN} в вырожденном (по обе стороны от перехода) полупроводнике находятся на одной высоте соответственно в валентной зоне и зоне проводимости (т. е. уровень Ферми постоянен по всему полупроводнику). При ем. все разрешённые энергетич. уровни, расположенные ниже уровня Ферми, заняты, а расположенные выше

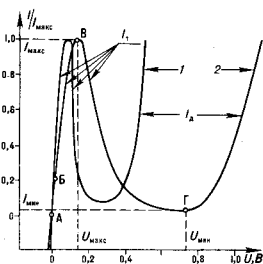


Рис. 1. ВАХ туннельных диодов на основе Ge (1) и GaAs (2); U —напряжение смещения на туннельном диоде; I/I_{max} —отношение тока через диод к току в максимуме ВАХ; I_{min} —ток в минимуме ВАХ (отнесённый к I_{max}); U_{max} и U_{min} —напряжения смещения, соответствующие токам I_{max} и I_{min} ; I_1 —туннельный ток; I_2 —диффузионный (тепловой) ток.

него—свободны. Тогда при $U=0$ туннельный переход невозможен и ток I равен нулю (точка А на рис. 1). Если на Т. д. подать небольшое прямое напряжение, то происходит уменьшение высоты потенци. барьера или смещение энергетич. уровней n -области относительно энергетич. уровней p -области (рис. 2, б). В этом случае электроны проводимости из n -области туннелируют сквозь потенци. барьер (не меняя своей энергии) на разрешённые свободные энергетич. уровни валентной зоны p -области—в Т. д. появляются

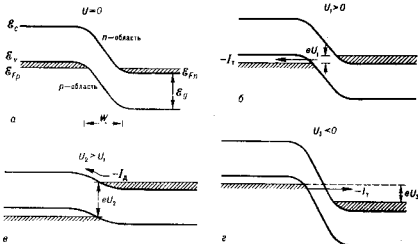


Рис. 2. Энергетические диаграммы $p-n$ -перехода туннельного диода при различных напряжениях смещения (U_1 и U_2 —прямые смещения, U_3 —обратное смещение); E_c —верхняя граница валентной зоны; E_v —нижняя граница зоны проводимости; δ_{FP} и δ_{FN} —уровни Ферми дырок и электронов; ϕ_B —ширина запирающей зоны; I_t —ширина $p-n$ -перехода; I_1 и I_2 —туннельный и диффузионный токи; e —заряд электрона.

туннельный ток I_t , направление к-рого противоположно направлению движения электронов (точка Б на кривой 2, рис. 1). С увеличением U ток I_t сначала растёт до значения I_{max} (точка В на кривой 2, рис. 1), а затем (по мере того как уменьшится степень перекрытия зоны проводимости n -области и валентной зоны p -области) убывает. Начиная с нек-рого значения U_{max} , эти зоны не перекрываются (рис. 2, в) и туннельный ток прекращается (точка Г на кривой 2, рис. 1); через p -переход течёт только диффуз. ток I_d . При $U > U_{\text{max}}$ Т. д. подобен обычному полупроводниковому диоду, включённому в прямом направлении. При подаче напряжений обратного направления (рис. 2, з) в Т. д. существует ток за счёт электронов, туннелирующих из валентной зоны p -области на свободные разрешённые энергетич. уровни зоны проводимости n -области; этот ток быстро возрастает с увеличением обратного напряжения.

Основные параметры Т. д.: макс. прямой ток I_{max} и мин. прямой ток I_{min} , соответствующие им напряжения U_{max} и U_{min} (значения этих параметров для Т. д. на GaAs и Ge приведены на рис. 1); отрицат. дифференц. сопротивление, определяемое наклоном нисходящего участка ВАХ (ВГ на кривой 2, рис. 1), имеет значения (но абс. величине) для разл. типов Т. д. от единиц до десятков Ом. Т. д. могут работать в более широком интервале темп.-р. чем обычные диоды, изготовленные на основе того же материала (до 200° С германиевые; до 600° С арсенидгаллиевые). Поскольку рабочий диапазон смещений Т. д. расположен в области значительно более низких напряжений по сравнению с др. полупроводниковыми приборами, то они относительно маломощны (выходная мощность порядка мВт). Малая инерционность процесса туннелирования электронов позволяет применять Т. д. на частотах СВЧ-диагноза вплоть до десятков ГГц. Предельная рабочая частота Т. д. (при использовании его в качестве

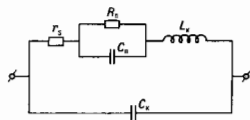


Рис. 3. Эквивалентная схема туннельного диода: R_0 и C_0 — дифференциальное сопротивление и ёмкость p -перехода; r_s — омическое сопротивление потерь; L_0 и C_0 — индуктивность и ёмкость корпуса.

прибора с отрицат. сопротивлением) выражается через параметры эквивалентной схемы (рис. 3) в виде $f_{\text{sp}} = (2\pi)R_0(C_0)^{-1} \times \sqrt{R_0/r_s - 1}$, а резонансная частота на резонансных колебаниях определяется фл-ой $f_{\text{res}} = (2\pi)^{-1} \times \sqrt{1/L_0 C_0 - 1/R_0 C_0^2}$. Для усилит. Т. д. необходимо, чтобы выполнялись условия $f_{\text{res}} > f_{\text{sp}}$ и $f_{\text{sp}} > f_0$, где f_0 — рабочая частота. Величинами R_0 , C_0 , r_s , а соответственно и частотными характеристиками диода можно управлять, если изменить степень легирования областей полупроводника по обе стороны от p - n -перехода (с увеличением степени легирования частотный предел Т. д. возрастает). Частотные соотношения Т. д. накладывают также ограничения на технологию изготовления и конструктивные оформление диодов: в Т. д., чтобы достичь малых L_0 , электрич. контакт к впаиваемой металлическ. капле на кристалле полупроводника выполняется с помощью металл-диод. мембраны, ленточного лепестка или пластины; при этом L_0 составляет 10^{-10} Гн. Обычно Т. д. оформляются в металлкорпусич. корпусе.

Т. д. находят применение в схемах усилителей и генераторов СВЧ-диагноза, в выстроидств. переключающих устройствах, устройствах памяти с двоичным кодом и т. д.

Лит.: Esaki L., Phenomenon in narrow germanium parnormal-junctions letter, «Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 2, p. 603; Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1 — 2, М., 1984.

П. Б. Константинов.

ТУННЕЛЬНЫЙ МИКРОСКОП, см. Сканирующий туннельный микроскоп.

ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ (туннелирование) — квантовый переход системы через область движения, запрещённую классич. механикой. Типичный пример такого процесса — прохождение частицы через *потенциальный барьер*, когда её энергия δ меньше высоты барьера. Импульс частицы p в этом случае, определяемый из соотношения $\delta = p^2/2m + U(x)$, где $U(x)$ — потен. энергия частицы (m — масса), был бы в области внутри барьера, $\delta < U(x)$, мнимой величиной. В *квантовой механике* благодаря *неопределённости соотношению* между импульсом и координатой подбарьерное движение оказывается возможным. Волновая ф-ция частицы в этой области экспоненциально затухает, и в квазиклассич. случас (см. *Квазиклассическое приближение*) её амплитуда в точке выхода из-под барьера мала.

Одна из постановок задач о прохождении потенц. барьера соответствует случаю, когда на барьер падает стационарный поток частиц и требуется найти величину прошедшего потока. Для таких задач вводится коэф. прозрачности барьера (коэф. туннельного перехода) D , равный отношению интенсивностей прошедшего и падающего потоков. Из образности по времени следует, что коэф. прозрачности для переходов в «прямом» и обратном направлениях одинаковы. В одномерном случае коэф. прозрачности может быть записан в виде

$$D = D_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} dx [2m(U(x) - \delta)]^{1/2} \right\}; \quad (1)$$

интегрирование проводится по классически недоступной области, $x_{1,2}$ — точки поворота, определяемые из условия $U(x_{1,2}) = \delta$. В точках поворота в пределе классич. механики импульс частицы обращается в нуль. Коэф. D_0 требует для своего определения точного решения квантово-механич. задачи.

При выполнении условия квазиклассичности

$$\frac{d}{dx} \left\{ \frac{\hbar}{2m(U(x) - \delta)^{1/2}} \right\} \ll 1 \quad (2)$$

на всём протяжении барьера, за исключением непосредств. окрестностей точек поворота $x_{1,2}$, коэф. D_0 слабо отличается от единицы. Существ. отличие D_0 от единицы может быть, напр., в тех случаях, когда кривая потенц. энергии с одной из сторон барьера идёт настолько круто, что квазиклассич. приближение там неприменимо, или когда энергия близка к высоте барьера (т. е. выражение, стоящее в экспоненте, мало). Для прямоугольного барьера высотой U_0 и шириной a коэф. прозрачности определяется фл-ой

$$D = \left[1 + \left(\frac{k^2 + x^2}{2kx} \right)^2 \text{sh}^2(ax) \right]^{-1},$$

где

$$k = (2m\delta)^{1/2}/\hbar, \quad x = [2m(U_0 - \delta)]^{1/2}/\hbar.$$

Основание барьера соответствует нулевой энергии.

В квазиклассич. случас D мал по сравнению с единицей. Др. постановка задачи о прохождении частицы через барьер состоит в следующем. Пусть частица в нач. момент времени находится в состоянии, близком к т. п. стационарному состоянию, к-рое получилось бы при неснижающемся барьере (напр., при барьере, приподнятом вдали от *потенциальной ямы* на высоту, большую энергии выходящей частицы). Такое состояние наз. квазистационарным. Аналогично стационарным состояниям зависимость волновой ф-ции частицы от времени даётся в этом случае множителем $\exp(-i\delta t/\hbar)$. В качестве энергии здесь фигурирует комплексная величина δ , мнимая часть к-рой определяет вероятность распада квазистационарного состояния в единицу времени за счёт Т. э.:

$$w = -\frac{2}{\hbar} \text{Im} \delta. \quad (3)$$

В квазиклассич. приближении вероятность, даваемая Ф-лой (3), содержит экспоненц. множитель того же типа, что и в Ф-ле (1). В случае сферической симметричного потен. барьера вероятность распада квазистационарного состояния α орбит. квантовым числом l определяется Ф-лой

$$w = w_0 \exp \left\{ -\frac{2}{h} \int_{r_1}^{r_2} dr \left[2m(U(r) - \delta) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{r^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (4)$$

Здесь r_1, r_2 — радиальные точки поворота, подынтегральное выражение в k -р-х равно нулю. Множитель w_0 зависит от характера движения в классической разрешённой зоне потенциала, напр. от пропорц. классич. частоте колебаний частицы между стенками барьера.

Т. э. позволяет понять механизм α -распада тяжёлых ядер. Между α -частицей и дочерним ядром действует электростатич. отталкивание, определяемое Ф-лой $U(r) = b/r$. На малых расстояниях порядка размера a ядра ядерные силы таковы, что эфф. потенциал можно считать отрицательным: $U(r) = -U_0$. В результате вероятность α -распада даётся соотношением

$$w \sim \frac{v'}{v} \exp(-2\pi b/hv). \quad (5)$$

Здесь $v = \sqrt{2\delta/m}$, $v' = \sqrt{2(\delta + U_0)/m}$, δ — энергия вылетающей α -частицы.

Т. э. обуславливает возможность протекания термоядерных реакций на Солнце и звёздах при темп-ре в десятки и сотни млн. градусов (см. *Эволюция звёзд*), а также в земных условиях в виде термоядерных взрывов или УТС.

В симметричном потенциале, состоящем из двух односторонних α -разделённых слабонерпроницаемых барьером, Т. э. приводит к интерференции состояний в ямах, что приводит к слабому двойному расщеплению дискретных уровней энергии (т. н. инверсионное расщепление; см. *Молекулярные спектры*). Для бесконечного периодического в пространстве набора ям каждый уровень превращается в зону энергий. Таков механизм образования узких электронных энергетич. зон в кристаллах с сильной связью электронов с узлами решётки.

Если к полупроводниковому кристаллу приложено электрич. поле, то зоны разрешённых энергий электронов становятся наклонными в пространстве. Тем самым уровень пост. энергии электрона пересекает все зоны. В этих условиях становится возможным переход электрона из одной энергетич. зоны в другую за счёт Т. э. Классическая недоступная область при этом является зона запрещённых энергий. Это явление наз. пробоем Зенера. Квазиклассич. приближение отвечает здесь малой величине напряжённости электрич. поля. В этом пределе вероятность пробоа Зенера определяется в осн. экспонентой, в показателе k -рой стоит большая отрицат. величина, пропорциональная отношению ширины запрещённой энергетич. зоны к энергии, набираемой электроном в приложенном поле на расстоянии, равном размеру элементарной ячейки.

Похожий эффект проявляется в *туннельных диодах*, в k -рых зоны наклонены благодаря полупроводникам p - и n -типа по обе стороны от границы их соприкосновения. Туннелирование осуществляется благодаря тому, что в зоне, куда переходит носитель заряда, имеется конечная плотность незнятых состояний.

Благодаря Т. э. возможен электрич. ток между двумя металлами, разделёнными тонкой диэлектрич. перегородкой. Эти металлы могут находиться как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. В последнем случае может иметь место *Джозефсона эффект*.

Т. э. объясны также явления, происходящие в сильных электрич. полях, как автоионизация атомов (см. *Ионизация полями*) и *автомоллекулярная эмиссия* из металлов. В обоих случаях электрич. поле образует барьер конечной прозрачности. Чем сильнее электрич. поле, тем прозрачнее барьер и тем сильнее электронный ток из металла. На этом принципе основан *сканирующий туннельный микроскоп* —

прибор, измеряющий туннельный ток из разных точек исследуемой поверхности и дающий информацию о характере её неоднородности.

Т. э. возможен не только в квантовых системах, состоящих из одной частицы. Так, напр., низкотемпературное движение дислокаций в кристаллах может быть связано с туннелированием конечной части дислокации, состоящей из многих частей. В такого рода задачах линейной дислокацией можно представить как упругую струну, лежащую перпендикулярно вдоль оси y в одном из локальных минимумов потенциала $V(x, y)$. Этот потенциал не зависит от y , а его рельеф вдоль оси x представляет собой последовательность локальных минимумов, каждый из k -рых находится ниже другого на величину, зависящую от приложенного к кристаллу механич. напряжения. Движение дислокации под действием этого напряжения сводится к туннелированию в соседний минимум отрезка, отрезка дислокации с последующим подтягиванием туда оставшейся её части. Такого же рода туннельный механизм может отвечать за движение *воли зародыша плотности* в диэлектрике Пайерлса (см. *Пайерлса переход*).

Для расчётов эффектов туннелирования таких многоразмерных квантовых систем удобно использовать квазиклассич. представление волновой Ф-ции в виде $\psi \sim \exp(iS)$, где S — классич. действие системы. Для Т. э. существенна миним. часть S , определяющая затухание волновой Ф-ции в классически недоступной области. Для её вычисления используется метод комплексных траекторий.

Квантовая частица, преодолевая потенц. барьер, может быть связана с термостатом. В классич. механике это соответствует движению с трением. Тем самым, для описания туннелирования необходимо привлечение теории, получившей назв. диссипативной квантовой механики. Такого рода соображения необходимо использовать для объяснения конечного времени жизни токовых состояний контактов Джозефсона. В этом случае происходит туннелирование эфф. квантовой частицы через барьер, а роль термостада играют нормальные электроны.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Квантовая механика*. 4 изд. М., 1989; Займаев Дж., *Принципы теории твёрдого тела*, пер. с англ., 2 изд., М., 1974; Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М., *Рассеяние, реакции и распад в нерелятивистской квантовой механике*, 2 изд., М., 1971; *Туннельные явления в твёрдых телах*, пер. с англ., М., 1973; Лихарев К. К., *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, М., 1985. *Б. И. Иванюк*.

ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИФФУЗИЯ плазмы — равновесия является аномальной диффузией плазмы, заключающаяся в аномально быстром переносе энергии и массы вещества плазмы под действием эл.-магн. флуктуаций с плотностью энергий, значительно превышающей тепловой равновесный уровень. Скорость Т. д. существенно зависит от корреляции движения частиц плазмы с флуктуац. эл.-магн. полями. Т. д. вызывает аномально быстрые переносы как в лаб. плазме (токамаки, стеллараторы и др. плазменные установки), так и в космической (солнечный ветер, околоземная ударная волна, межзвёздный ионизованный газ и т. д.).

Определяющее значение в возникновении Т. д. имеют низкочастотные колебания ($\omega < \omega_{UH}$, ω_{UH} — ионная циклотронная частота), появляющиеся вследствие разл. неустойчивостей. В относительно спокойной плазме, в k -рой крупномасштабные магнитогидродинамич. неустойчивости стабилизируются, аномальный перенос связывают с микроскопической k -ой турбулентностью плазмы, характерные пространственные масштабы k -рой значительно меньше характерных размеров плазмы. Т. д. может возникнуть за счёт электростатич. и магн. флуктуаций. Типичным источником малочастотных низкочастотных флуктуаций в лаб. и космич. плазме являются *дрейфовые неустойчивости*, связанные с диамагн. током, возникающим в неоднородной плазме поперёк магн. поля и градиента плотности (см. *Дрейф заряженных частиц*).

Под действием электростатич. дрейфовых волн поперёк удерживающего плазму магн. поля создаётся ср. поток частиц